



Etude du transfert d'un agrégat alpha par des réactions (d ^6Li) sur quelques noyaux légers

M. Bedjidian

► To cite this version:

M. Bedjidian. Etude du transfert d'un agrégat alpha par des réactions (d ^6Li) sur quelques noyaux légers. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1972. Français. NNT: . tel-00751399

HAL Id: tel-00751399

<https://theses.hal.science/tel-00751399>

Submitted on 13 Nov 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3^e Cycle) DE PHYSIQUE

par

Marc BEDJIDIAN

* * * * *

ETUDE DU TRANSFERT D'UN AGREGAT ALPHA PAR
DES REACTIONS ($d, {}^6\text{Li}$) SUR QUELQUES
NOYAUX LEGERS

Soutenue le 11 Juillet 1972

devant la Commission d'Examen

J U R Y :

MM	M. Gusakow	Président
	E. El Baz	} Examineurs
	J.P. Burq	
	J.R. Pizzi	

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

Président :	J. BOIDIN, Professeur
1er Vice-Président :	R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé
2ème Vice-Président :	P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

<u>Unités</u>	<u>Directeurs</u>
U.E.R. médicale Grange-Blanche	D. GERMAIN, Professeur
U.E.R. médicale Alexis-Carrel	C. GIROD, Professeur
U.E.R. médicale Lyon-Nord	A. BERTOYE, Professeur
U.E.R. médicale Lyon-Sud-Ouest	L. TOLOT, Professeur
U.E.R. des Sciences pharmaceutiques	M. CARRAZ, Maître de Confér. agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	P. MOUNIER-KUHN, Professeur
U.E.R. de Biologie humaine	J.C. CZYBA, Maître de Confér. agrégé
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	A. MILLON, Professeur E.P.S.
U.E.R. des Sciences Odontologiques	R. VINCENT, Professeur
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. DUFAY, Professeur
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U.E.R. des Sciences de la Nature	L. DAVID, Professeur
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	R. FONTANGES, Professeur
U.E.R. de Physique Nucléaire	A. SARAZIN, Professeur
U.E.R. de Mécanique	J. MATHIEU, Professeur
Observatoire	J.H. BIGAY, Professeur
Institut Universitaire de Technologie 1	B. POUYET, Professeur
Institut Universitaire de Technologie 2	M. J. GALLET

Secrétaire Général :	P. IZAUTE
----------------------	-----------

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur du Département de Physique Nucléaire de l'Université Claude Bernard de Lyon, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Que Monsieur le Professeur M. GUSAKOW qui a su diriger ce travail de façon toujours bienveillante et amicale, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je remercie vivement Messieurs les Professeurs E. EL BAZ et J.-P. BURQ d'avoir bien voulu faire partie du jury.

Que Monsieur J.-R. PIZZI qui, par sa constante disponibilité, m'a apporté une aide très précieuse, ainsi que tous les autres membres de l'équipe, Messieurs M. CHEVALLIER, P. GAILLARD, G. GIMOND, J.-Y. GROSSIORD, A. GUICHARD, M. JACQUIN et C. RUHLA, sans lesquels ce travail n'aurait pu être mené à bien, trouvent ici l'expression de mon amicale reconnaissance.

Les techniciens du Synchrocyclotron, ainsi que Monsieur R. JAMBON, m'ont toujours apporté une aide sympathique sans ménager leur peine. Monsieur L. VIDAL, avec une grande patience, s'est chargé de la préparation des cibles. Qu'ils en soient tous remerciés. Je ne saurais oublier toutes les personnes qui ont activement contribué à la présentation de cette thèse.

INTRODUCTION

L'existence d'agrégats au sein des noyaux légers a fait l'objet, depuis plusieurs années, de nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux.

K. Wildermuth et T. Kanellopoulos ¹⁾ ont, parmi les premiers, étudié la structure nucléaire de quelques noyaux légers en les supposant constitués d'agrégats de plusieurs nucléons. De tels agrégats ne peuvent être identifiés à des particules libres à cause des nucléons environnants. Ces auteurs montrent la correspondance entre les fonctions d'onde dans le modèle des agrégats et dans le modèle des couches.

D'autres études théoriques ²⁾ ont montré la forte constitution en agrégats des noyaux légers. L'existence d'un agrégat alpha a été plus particulièrement étudiée à cause de son énergie de liaison dans les noyaux $N = Z$ et $A = 4n$ ($n = 1, 2 \dots$) qui est beaucoup plus faible que celle d'un nucléon (cette différence étant de l'ordre de 8 MeV pour les noyaux de la couche $1p$) alors que pour les noyaux $A = 4n + 1$ l'énergie de liaison de l'alpha est plus grande.

De nombreuses expériences mettant en évidence ce phénomène ont été réalisées, les diffusions quasi-élastiques du type $(p, p\alpha)$ ^{3, 4, 5)} puis $(\alpha, 2\alpha)$ ^{6, 7, 8, 9)} ont été étudiées notamment sur ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{19}\text{F}$, l'analyse dans le cadre de l'approximation de l'impulsion (PWIA) permettant de déduire le nombre effectif d'agrégats alpha dans le noyau.

Beregi et al. ¹⁰⁾ ont calculé ces nombres effectifs en décrivant les noyaux à l'aide du modèle de l'oscillateur harmonique.

Des expériences du type $(d, {}^6\text{Li})$ ont permis, par le transfert direct de quatre nucléons, d'étudier la constitution en agrégats de certains noyaux légers.

Les réactions de pick-up $(d, {}^6\text{Li})$ sont en effet bien adaptées pour ce genre d'étude du fait de la structure caractérisée en deuton plus alpha du ${}^6\text{Li}$ comme l'ont montré certaines expériences de diffusion quasi-élastique sur ce noyau ¹¹⁾. Ces expériences ont été réalisées à des énergies incidentes de 52 MeV ¹²⁾ sur le carbone, de 19.5 MeV ¹³⁾ sur ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$ et ${}^{40}\text{Ca}$ et 15 MeV ¹⁴⁾ sur ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$. Les résultats expérimentaux indiquent un mécanisme d'interaction directe mieux révélée pourtant à 15 MeV qu'à 19.5 MeV.

Les auteurs ont analysé les résultats dans le cadre de la DWBA en se plaçant dans l'approximation de portée finie pour l'étude à 19.5 MeV ¹³⁾ et dans l'approximation de portée nulle pour l'étude à 15 MeV ¹⁴⁾. H.H. Gutbrod et al. ¹³⁾ observent que pour ces réactions il est plus satisfaisant de décrire ${}^6\text{Li}$ par un modèle d'agrégat que par le modèle des couches. Il est probable qu'à une énergie de 28 MeV en deutons ce mécanisme d'interaction directe sera plus accentué qu'à 15 - 21 MeV.

Notre étude a porté sur les noyaux ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F et ^{40}Ca . Outre les états fondamentaux des noyaux résiduels, les premiers états 2^+ à 4.43 MeV de ^{12}C et à 1.97 MeV de ^{36}Ar ont pu être étudiés.

L'analyse théorique a été faite en DWBA dans l'approximation de portée nulle, en considérant l'agrégat alpha comme une particule. Les sections efficaces théoriques sont calculées par le programme DWUCK dans le cadre d'une description des noyaux par le modèle des couches. Nous avons ainsi pu déduire des facteurs spectroscopiques relativement à celui du carbone.

Chapitre I

RAPPELS THEORIQUES

Le cadre théorique généralement utilisé pour l'analyse des réactions de transfert est celui de l'approximation des ondes distordues (DWBA). Dans une première partie, nous rappellerons succinctement ce formalisme et dans une seconde partie, nous étudierons brièvement, d'une part le modèle optique à partir duquel sont calculées les ondes distordues, et d'autre part le facteur de forme.

I. FORMALISME DE LA DWBA

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\omega}$ pour une réaction $A(a, b)B$ a pour expression ¹⁵⁾ :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{M_i M_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} |T|^2 \quad (1)$$

où

- i et f représentent les voies d'entrée ($a + A$) et de sortie ($b + B$)
- $M_i M_f$ est la masse réduite dans la voie correspondante
- k_i et k_f sont les impulsions relatives dans les voies i et f respectivement
- T est l'amplitude de transition pour la réaction.

Dans le cadre de la DWBA, l'expression de l'amplitude de transition découle de certaines hypothèses :

- 1) Le phénomène de diffusion élastique est supposé être prépondérant.
- 2) Les fonctions propres des hamiltoniens totaux dans les voies d'entrée et de sortie diffèrent peu des fonctions d'ondes χ^\pm distordues par des potentiels optiques et qui interprètent les diffusions élastiques dans les voies respectives. T s'écrit alors ¹⁶⁾

$$T = \int d\vec{r}_i \int d\vec{r}_f \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \langle bB | V | aA \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) \quad (2)$$

\vec{r}_i et \vec{r}_f sont les coordonnées relatives dans les voies i et f .

V est l'interaction responsable de la transition. Elle est telle que

$$V = V_i - U_i$$

où V_i est l'interaction totale dans la voie i

et U_i est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique $A(a, a)A$ et responsable de la distorsion de l'onde plane incidente.

L'élément de matrice $F_{if} = \langle bB | V | aA \rangle$ contient toutes les informations spectroscopiques de la réaction et tient compte notamment des structures nucléaires des noyaux. Il nous renseigne également sur les règles de sélection de la réaction étudiée. L'intégrale s'effectuant sur toutes les variables internes des noyaux, F_{if} est donc une fonction de \vec{r}_i et \vec{r}_f .

Le formalisme de la DWBA a été développé pour le transfert d'un nucléon. Les réactions $(d, {}^6\text{Li})$ font intervenir un échange de 4 nucléons : deux protons, deux neutrons. Nous supposons que ces quatre nucléons constituent un alpha pré-existant dans le noyau-cible A. Le transfert de cette particule alpha de A en b est assimilé au transfert d'un nucléon. L'alpha est donc défini par l'état $N^{2S+1} \mathcal{L}_J$ où il se trouve dans A. N est le nombre quantique principal, \mathcal{L} l'état spectroscopique défini par le moment orbital ℓ caractérisant le mouvement relatif de l'alpha par rapport au coeur B dans A. S est le moment cinétique de spin de l'agregat : il est nul dans le cadre du mode de transfert adopté. J est le moment angulaire total : $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S} = \vec{\ell}$. La composition vectorielle des moments s'écrit alors :

$$\vec{J}_A = \vec{J}_B + \vec{\ell} \qquad \vec{S}_a = \vec{S}_b$$

Approximation de portée nulle

Cette approximation qui porte sur le potentiel d'interaction V permet de simplifier considérablement les calculs.

$$V_i = V_{dB} + V_{d\alpha}$$

d'où

$$V = V_{d\alpha} + V_{dB} - U_i$$

Une première hypothèse permet de préciser le potentiel d'interaction : elle suppose que l'interaction $V_{d\alpha}$ est prépondérante devant $(V_{dB} - U_i)$. Donc que $V_{dB} \neq U_i$. Mathématiquement, cette hypothèse n'est pas justifiable puisque U_i , potentiel optique dans la voie i, est complexe alors que V_{dB} est réel. Mais physiquement elle peut se justifier dans la mesure où le deuton et le lithium sont des particules absorbées. Il est donc vraisemblable que l'interaction $V_{d\alpha}$ est de courte portée et prépondérante dans cette région.

Une seconde hypothèse suppose pour l'interaction $V_{d\alpha}$ une portée nulle. Cette approximation signifie que le lithium est émis à l'endroit où le deuton est absorbé. Le comportement du potentiel $V_{d\alpha}$ sera celui d'une fonction delta. En prenant pour $V_{d\alpha}$ un potentiel central ne dépendant que de $r_{d\alpha}$, distance relative du deuton et de l'alpha, l'action de l'opérateur $V_{d\alpha}$ sur la fonction d'onde $\psi_b(\vec{r}_{d\alpha})$ décrivant le mouvement relatif de d et α est une fonction delta

$$V_{d\alpha}(r_{d\alpha}) \psi_b(\vec{r}_{d\alpha}) = D_0 \delta(\vec{r}_d - \vec{r}_\alpha) \quad (3)$$

Dans le cadre de cette approximation, l'élément de matrice se met sous la forme suivante ¹⁷⁾ :

$$F_{if} = \sum_{\ell s j} A_{\ell s j m} \beta_{s j}^{\ell m} \times C$$

$A_{\ell sjm}$ est un facteur spectroscopique

C est un coefficient composé de coefficients de Clebsch-Gordan assurant les bons couplages des moments angulaires.

$\beta_{sj}^{\ell m}$ est l'amplitude de transition réduite :

$$\beta_{sj}^{\ell m} = \sum_{L_i, L_f} \Gamma_{L_i L_f}^{\ell m} f_{L_i L_f}^{\ell m} P_{L_f}^m(\theta) \quad (4)$$

L_i et L_f sont les moments angulaires relatifs des ondes partielles, dans les voies d'entrée et de sortie respectivement, sur lesquelles sont décomposées les fonctions d'ondes distordues $\chi_{i,f}^{(\pm)}$.

Dans l'expression de $\Gamma_{L_i L_f}^{\ell m}$ interviennent des coefficients de Clebsch-Gordan qui imposent les règles de sélection :

$$\begin{aligned} L_i + L_f + \ell &= \text{pair} \\ \vec{\ell} &= \vec{L}_i - \vec{L}_f \end{aligned}$$

$f_{L_i L_f}^{\ell m}$ est l'intégrale radiale

$$\int_0^\infty f_{L_f}(k_f, \frac{M_A}{M_B} r) F_{\ell sj}(r) f_{L_i}(k_i, r) dr \quad (5)$$

Les f_L sont les parties radiales des ondes distordues et $F_{\ell sjm}$ est le facteur de forme. Les $P_{L_f}^m(\theta)$ sont les fonctions de Legendre associées.

Le programme DWUCK permet alors de calculer la quantité $\sigma_\ell(\theta)$, proportionnelle à $\sum_m \left| \beta_{sj}^{\ell m} \right|^2$ (17), et exprimée en mb/sr. $\sigma_\ell(\theta)$ dépendra pour chaque type de réaction des conditions d'expériences et d'analyses.

La section efficace différentielle pour les réactions $(d, {}^6\text{Li})$ s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = 2v a^2(S) \frac{D_o^2(d, \alpha)}{1,018 \cdot 10^4} S_\ell \sigma_\ell(\theta) \text{ mb/sr} \quad (6)$$

v est le nombre de particules α dans le lithium, soit $v = 1$

$a(S)$ est le coefficient du développement de la fonction interne de ${}^6\text{Li}$ sur la base des fonctions internes du deuton et de l'alpha couplées à bon spin. $a^2(S)$ exprime donc la probabilité de trouver un deuton et un alpha liés dans ${}^6\text{Li}$. C'est une constante pour toutes les réactions $(d, {}^6\text{Li})$ et, en particulier, elle ne dépend pas des noyaux-cibles. Il en est de même de D_o^2 qui représente la force de l'interaction d- α dans l'approximation de portée nulle.

S_ℓ est le coefficient spectroscopique usuel.

II. MODELE OPTIQUE - FACTEUR DE FORME

1) Potentiels optiques - Ondes distordues

Les fonctions d'ondes $\chi_{i,f}^+$ décrivant les diffusions élastiques dans les voies i et f sont solutions de l'équation de Schrödinger :

$$\left(\nabla^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) \right) \chi(\vec{k}, \vec{r}) = 0$$

Le potentiel optique $U(r)$ est la somme d'une interaction coulombienne $V_c(r)$, d'un potentiel nucléaire $V_N(r)$ et d'autres interactions faisant intervenir le couplage spin-orbite et l'isospin. Ces deux dernières interactions n'interviendront pas dans notre analyse.

Avec

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{pour } r > R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & \text{pour } r \leq R_c \end{cases} \quad R_c = r_{oc} A^{1/3} \text{ rayon coulombien}$$

Le potentiel nucléaire $V_N(r)$ peut être écrit sous la forme globale :

$$V_N(r) = -V f_R(r) - i W_{vol} f_I(r) + i W_{surf} g(r)$$

V , W_{vol} , W_{surf} représentent les profondeurs des puits.

- $f(r)$ est habituellement représenté par un potentiel de Saxon-Woods :

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad \text{avec } R = r_o A^{1/3} \text{ rayon nucléaire}$$

- Pour $g(r)$ on adopte un potentiel dérivée de Saxon-Woods

$$g(r) = 4a \frac{d}{dr} f(r)$$

La partie réelle du potentiel est responsable, essentiellement, de la diffusion élastique alors que la partie imaginaire rend compte du parcours moyen de la particule incidente dans le noyau. Si ce parcours est petit, ce qui est le cas pour une particule fortement absorbée, le potentiel imaginaire est alors plus important à la surface et est représenté par la forme dérivée de Saxon-Woods. Si l'absorption se fait dans tout le volume nucléaire, la forme adoptée est alors $-W_{vol} f(r)$.

Les fonctions d'ondes radiales $f_L(r)$ solutions de l'équation :

$$\left\{ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) \right\} f_L(r) = 0$$

ont un comportement asymptotique donné par ¹⁶⁾ :

$$f_L(r) \rightarrow \frac{i}{2} [H_L^{(1)*}(kr) - \eta_L H_L^{(2)}(kr)] e^{i\sigma_L}$$

où les $H_L^{(1)}$ et $H_L^{(2)}$ sont les solutions de l'équation de Schrödinger avec $U(r) = V_c(r)$. Ces solutions sont bien connues¹⁸⁾. η_L est le coefficient de réflexion complexe, tel que :

- $|\eta_L| = 1$, les ondes partielles L sont totalement réfléchies et la diffusion élastique ne s'accompagne pas de réaction,

- $|1 - \eta_L| = 0$, les ondes partielles sont totalement absorbées et dans ce cas il n'y a pas de diffusion élastique.

Ainsi dans l'expression de $\beta_{sj}^{\ell m}$ (relation 4) la sommation sur L_α et L_β se limite aux seules ondes partielles pour lesquelles $0 < |\eta_L| < 1$.

2) Etude du facteur de forme

Avec l'hypothèse que $V_{d\alpha}$ ne dépend que de $r_{d\alpha}$, l'amplitude de transition peut se mettre sous la forme d'un produit de deux facteurs totalement indépendants¹⁹⁾ :

$$F_{if} = \langle B | A \rangle \langle d | V_{d\alpha} | {}^6Li \rangle$$

Si les états de A et B sont bien déterminés, l'intégrale de recouvrement n'est autre que la fonction d'onde de la particule α dans le noyau A . Et en particulier, si les noyaux A et B sont bien représentés par le modèle des couches, la partie radiale $R_{\ell j}^{BA}(r_{\alpha B})$ de la fonction d'onde de la particule α , peut être décomposée sur la base des fonctions radiales, normées, $U_{N\ell}$ du modèle des couches :

$$R_{\ell j}^{BA}(r_{\alpha B}) = \sum_N \sqrt{S_{BA}^{N\ell}} U_{N\ell}$$

On admet généralement que l'agrégat est capturé sur la couche la plus externe du noyau-cible et le nombre quantique principal N de l'agrégat est bien déterminé. La sommation sur N disparaît et le coefficient de proportionnalité n'est autre que le facteur spectroscopique, S_ℓ .

On montre¹⁷⁾ que le facteur de forme intervenant dans l'expression de $\beta_{sj}^{\ell m}$ est la fonction radiale $U_{N\ell}(r_{\alpha B})$.

La fonction $U_{N\ell}(r)$ est fonction propre d'un hamiltonien dans lequel l'interaction nucléaire est représentée par un puits de Saxon-Woods réel.

L'énergie de la particule alpha dans ce puits est l'énergie de liaison E_c dans le noyau cible. La profondeur du puits est ajustée de telle sorte que le comportement asymptotique de la fonction d'onde soit de la forme $r^{-1} \exp[-(2\mu E_c/\hbar^2)^{1/2} r]$, μ étant la masse réduite.

3) Détermination des nombres quantiques

Les nombres quantiques ℓ et N qui définissent le mouvement de la particule α par rapport au cœur dans le noyau-cible sont déduits des lois de conservation du moment angulaire et de l'énergie. Ces lois ont été appliquées avec nos hypothèses que, d'une part, la structure interne de l'agrégat est identique à celle d'une particule α libre et que, d'autre part, les noyaux A et B sont décrits d'après le modèle des couches.

- Conservation du moment :

$$\vec{J}_A = \vec{J}_B + \vec{\ell}$$

$$\pi_{if} = (-)^{\ell}$$

- Conservation de l'énergie :

$$\sum_{i=1}^A 2(N_i - 1) + \ell_i = 2(N - 1) + \ell + \sum_{f=1}^{A-4} 2(N_f - 1) + \ell_f$$

Le tableau suivant rassemble les valeurs de N et ℓ pour les réactions $(d, {}^6\text{Li})$ étudiées :

	${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$	${}^{16}\text{O}(d, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$	${}^{19}\text{F}(d, {}^6\text{Li}){}^{15}\text{N}$	${}^{40}\text{Ca}(d, {}^6\text{Li}){}^{36}\text{Ar}$
E_x MeV	0	0 4,43	0	0 1,97
N	3	3 2	4	5, 4
ℓ	0	0 2	1	0 2
état spectroscopique	3S	3S 2D	4P	5S 4D

Dans le présent chapitre, nous avons rappelé les grandes lignes de la DWBA et du modèle optique. Ces théories sont maintenant bien connues et sont développées en détail dans maints ouvrages (20-21).

Chapitre II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les réactions ($d, {}^6\text{Li}$) ont été étudiées avec le faisceau de deutons de 28 MeV du synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Claude Bernard de Lyon. A la sortie de l'accélérateur la résolution en énergie du faisceau est de 1,5 MeV environ. Aussi, afin de conserver une intensité de particules suffisante, tout en ayant une bonne résolution, nous avons utilisé la voie achromatique pour nos expériences. Nous allons en rappeler brièvement le principe, ce montage ayant été décrit par ailleurs^{22,23}.

I. MONTAGE ACHROMATIQUE

A la sortie de l'accélérateur, un triplet de quadrupoles T_1 focalise les particules au niveau d'un diaphragme BL_2 , qui sert d'objet pour le système achromatique (figure 1). Afin de limiter l'ouverture angulaire du faisceau on intercale entre ce premier triplet et BL_2 , un ensemble de fentes BL_1 . Le faisceau passe ensuite dans un premier aimant A_1 (74° , indice 1/2) à double focalisation. En BL_3 , plan image de BL_2 , les particules focalisées verticalement sont étalées horizontalement du fait de la dispersion en énergie du faisceau. Un diaphragme BL_3 de $10 \times 5 \text{ mm}^2$ placé à ce niveau laissera passer toutes les particules d'énergie $E_a \pm \Delta E_a$, E_a étant l'énergie moyenne du faisceau. Un second triplet T_2 donne de BL_3 une image inversée sur la cible. Pour une réaction nucléaire donnée, définie par le Q de réaction, les particules secondaires issues de la cible dans une direction θ par rapport au faisceau incident, auront une énergie $E_b \pm \Delta E_b$ résultant de la dispersion en énergie du faisceau incident. Si l'on place un second aimant A_2 (120° , indice 1/2) à double focalisation pour recueillir ces particules, on montre qu'il les focalise en un point A donnant en ce point une image du diaphragme objet BL_2 . Un diaphragme BL_4 placé à l'entrée de A_2 permet de définir la géométrie de détection. Pour une réaction nucléaire différente de la précédente, les particules émises avec une énergie $E'_b \pm \Delta E'_b$ seront focalisées en un point B du plan image de A_2 , distinct du point A. On montre alors que pour un grandissement convenable du triplet T_2 et une orientation adéquate de la cible, la résolution de l'ensemble est indépendante de la dispersion en énergie du faisceau incident. Elle ne dépendra que de la dimension du diaphragme objet BL_2 et de la qualité des aimants.

Grace à ce dispositif, nous pouvons obtenir une résolution d'environ 3 ‰ avec une intensité maximum de faisceau sur la cible de l'ordre de 100 nA.

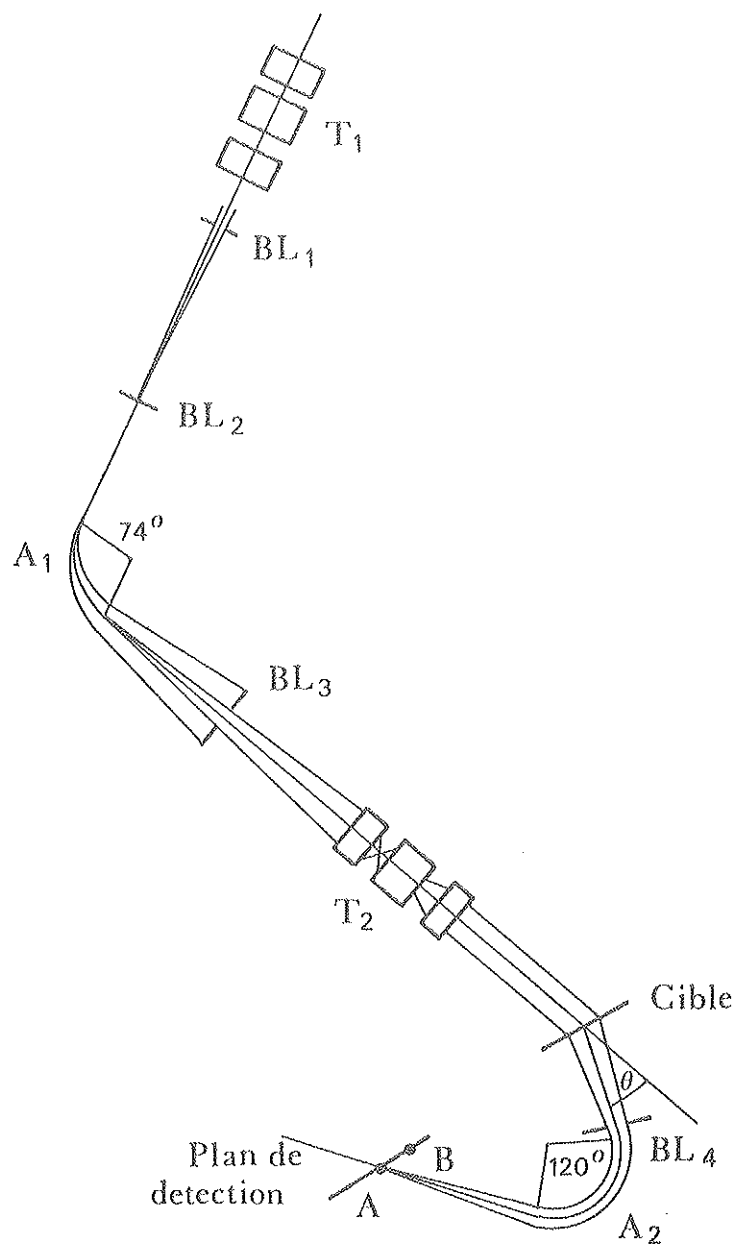


Figure 1 - Dispositif achromatique

II. CHAMBRE A REACTION.

La chambre à réaction, en acier inoxydable, a un diamètre de 100 cm et une hauteur de 60 cm. Elle comporte sur sa partie latérale six ouvertures avec vanne, disposées de 20° en 20° , auxquelles peut être raccordé l'aimant de 120° . Autour de chacune de ces positions, l'ensemble chambre-aimant peut tourner de $\pm 10^\circ$, ce qui permet une exploration angulaire jusqu'à 130° . Une couronne graduée fixe permet la lecture des angles avec une précision supérieure à $1/4$ de degré.

A l'intérieur de la chambre, sont installés deux bras mobiles et un porte-cibles pouvant recevoir quatre cibles de $2,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ que l'on peut orienter par rapport au faisceau incident.

Tous ces organes sont télécommandés depuis la salle d'expérience.

III. DETECTION. SCHEMA ELECTRONIQUE. ACQUISITION.

Dans les réactions ($d, {}^6\text{Li}$) que nous avons étudiées, les niveaux des noyaux résiduels sont largement séparés. De ce fait, nous n'avons placé dans le plan image du 120° qu'une seule jonction à localisation de $14 \times 50 \text{ mm}^2$ et de $600 \mu\text{m}$ d'épaisseur, recouvrant une plage d'énergie de 700 keV environ.

Un tel détecteur délivre deux signaux :

- Un signal énergie " E " dont l'amplitude est proportionnelle soit à l'énergie de la particule détectée (si son parcours dans le silicium est inférieur à $600 \mu\text{m}$), soit à sa perte d'énergie dE/dx (si le parcours est supérieur à $600 \mu\text{m}$).
- Un signal localisation " L " d'amplitude proportionnelle à la quantité XE/l où X est l'abscisse du point d'impact et l la longueur de la jonction. Le signal " L " est donc plus petit que " E " sa valeur variant de 0 à E, lorsque X varie de 0 à l . Le quotient " L/E " nous renseignera sur l'abscisse du point d'impact.

Par ailleurs en un point du plan image, pour un $B\rho$ donné, l'énergie des différents types de particules détectées est dans le rapport Z^2/m (figure 2). Aussi un sélecteur monocal placé sur la voie énergie permettra l'identification des particules. On aboutit ainsi au montage électronique représenté sur la figure 3. Le schéma est très classique : les signaux " E " et " L " sont amplifiés et mis en forme par deux ensembles préamplificateurs-amplificateurs. Les constantes de temps d'intégration et de différenciation adoptées sont de $2 \mu\text{s}$. Cette valeur a été choisie à cause du temps de montée assez lent des signaux à la sortie des préamplificateurs, résultant de la capacité importante de ce genre de détecteurs. En outre, on minimise l'influence des fluctuations de temps de collection qui interviennent en fonction de la position d'impact des particules. On améliore sensiblement la linéarité du rapport L/E . Deux allongeurs mettent en forme les impulsions afin de permettre un échantillonnage correct de celles-ci par un multiplexeur dont le rôle est de mémoriser les informations analogiques. Les données sont alors converties sous forme numérique (10 bits) par un convertisseur analogique digital. Cet ensemble, couplé à un calculateur CII 90.10, est piloté par une logique qui assure les différentes séquences conversion-acquisition.

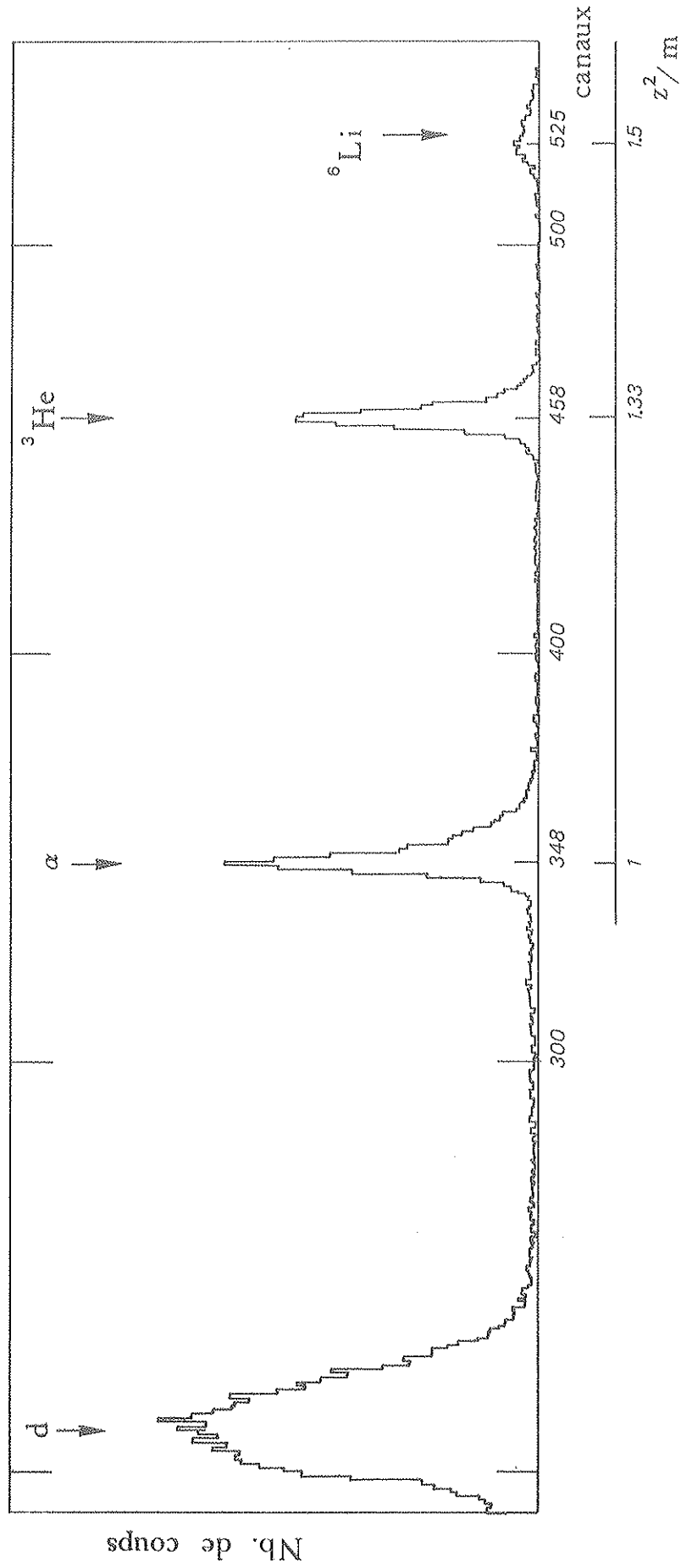


Figure 2 - Spectre en énergie des particules détectées par la jonction à localisation pour un Bp donné les énergies sont dans le rapport des Z^2/m .

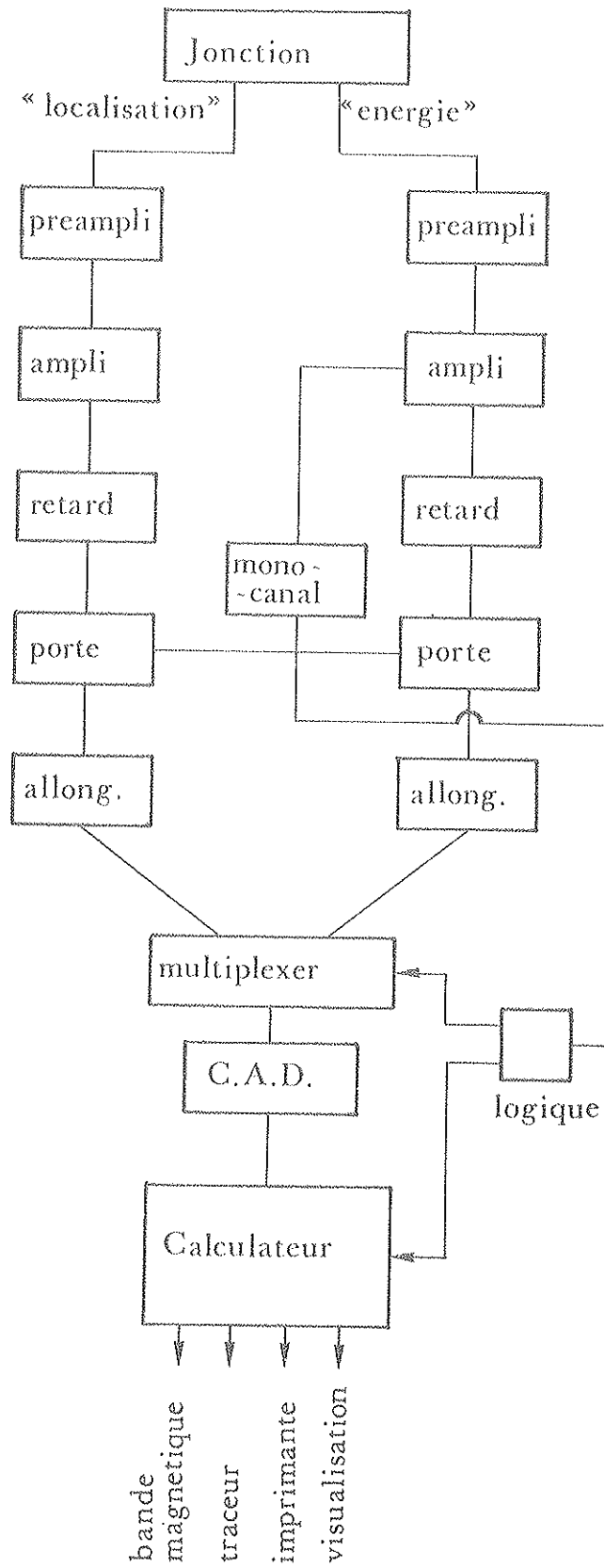


Figure 3 - Schéma électronique

En plus de l'acquisition, le calculateur effectue le quotient L/E et constitue deux spectres : le spectre énergie E sur 1024 canaux et le spectre localisation L/E sur 128 canaux (figure 4). Afin d'améliorer l'identification des particules, nous avons inclus dans le programme de traitement, la possibilité de placer des seuils digitaux sur le spectre énergie. Ceci nous permet de prendre une fenêtre plus large pour le monocanal et de nous affranchir du manque de précision sur la position des seuils de ce dernier.

Ce dispositif s'est avéré très intéressant pour l'étude des réactions $(d, {}^6\text{Li})$ car, pour un même $B\rho$, le rapport Z^2/m est de 1,33 pour les ${}^3\text{He}$ et de 1,5 pour les ${}^6\text{Li}$, ce qui dans certains cas, rend difficile leur séparation à l'aide du monocanal analogique. On constitue alors dans le calculateur deux autres spectres, énergie et localisation, correspondant aux événements sélectionnés par les seuils digitaux.

Au calculateur sont connectés un certain nombre de périphériques :

- Une unité de bande magnétique où est enregistré l'historique de l'expérience en vue d'un traitement hors ligne,
- Un télécype permettant le dialogue avec le calculateur et l'impression des résultats,
- Un traceur de spectres,
- Une unité de visualisation

IV. CHOIX DES CIBLES

Les caractéristiques des cibles utilisées lors de ces expériences sont réunies dans le tableau suivant :

Réaction	Cible	Support	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$	CH_2		120
${}^{16}\text{O}(d, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$	$(\text{C}_{12}\text{H}_{20}\text{O}_5)_n$		100
${}^{16}\text{O}(d, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}_{4,43\text{MeV}}^*$	V_2O_5	Au (5 mg)	300
${}^{19}\text{F}(d, {}^6\text{Li}){}^{15}\text{N}_{\text{g.s.}}$	CaF_2	Au (5 mg)	460
${}^{40}\text{Ca}(d, {}^6\text{Li}){}^{36}\text{Ar}_{\text{g.s.}}$	Ca naturel	Ni (50 μg)	220
${}^{40}\text{Ca}(d, {}^6\text{Li}){}^{36}\text{Ar}_{1,97\text{MeV}}^*$	Ca naturel	Ni (50 μg)	220

On remarque l'importante épaisseur du support d'or utilisé pour l'étude de ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{19}\text{F}$. Mais celui-ci n'introduit qu'un ralentissement de 70 keV sur les deutons incidents. Les supports sur lesquels sont déposées certaines cibles présentent une section efficace de réaction $(d, {}^6\text{Li})$ négligeable.

Nous avons vérifié que la contribution du vanadium dans la cible V_2O_5 est également très faible. La cible de calcium est composée à 96.97% de ${}^{40}\text{Ca}$ et à 2.06% de ${}^{44}\text{Ca}$. Les lithiums émis lors des deux réactions ne pouvaient pas être détectés simultanément par la

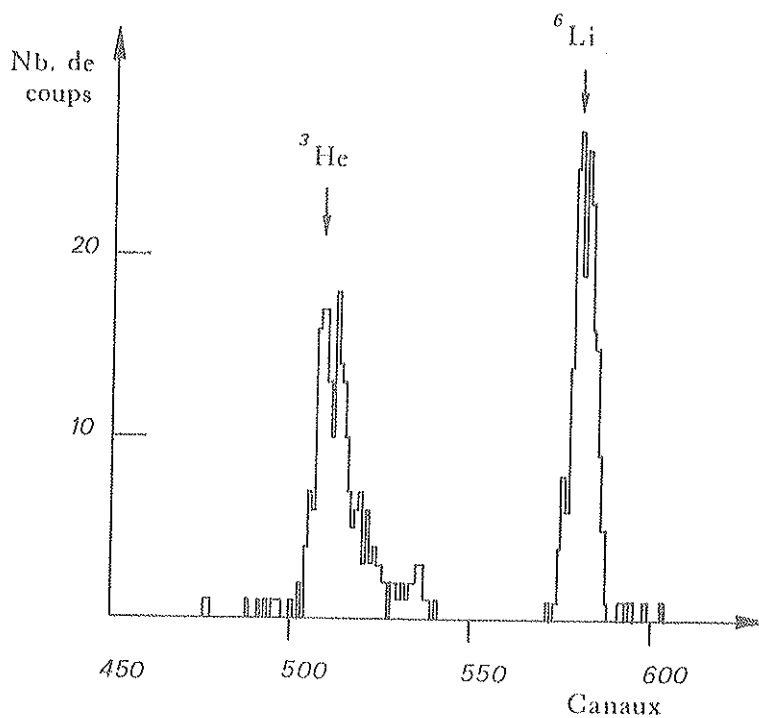


Figure 4 a - Spectre en énergie

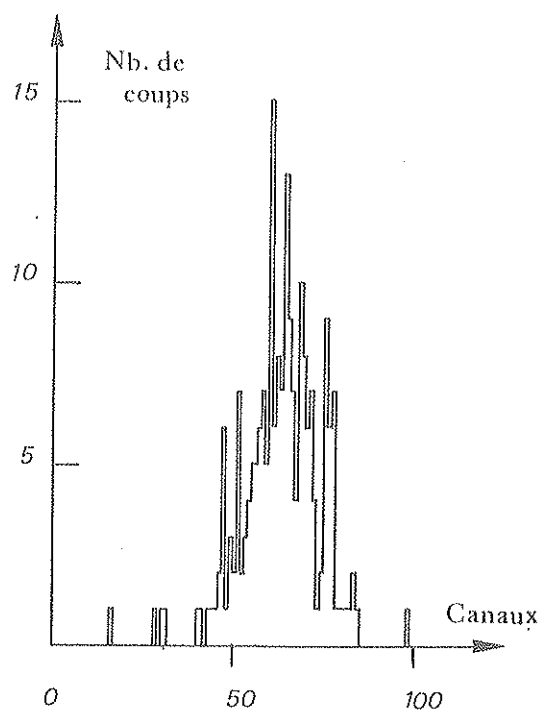


Figure 4 b - Spectre en localisation L/E sur 128 canaux .
Ces spectres ont été tracés lors de l'étude de la réaction
 $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}^*$
4.43 MeV sur une cible de V_2O_5 .

jonction car l'écart en énergie est supérieur à une plage (700 keV). De plus on peut supposer que les sections efficaces sur les deux corps sont du même ordre de grandeur et, compte tenu du rapport d'abondance isotopique, la présence de ^{44}Ca n'est nullement gênante.

Les épaisseurs des cibles, déterminées par pesée, permettent une résolution globale maximum de 300 keV environ, correspondant à une demi-largeur de jonction, largement suffisante pour nous assurer que tous les ^6Li provenant d'un niveau étudié sont bien détectés par la jonction.

V. GEOMETRIE DE L'EXPERIENCE. MONITORAGE

L'angle solide de détection est déterminé par les dimensions de BL_4 . Les expériences ont été effectuées en prenant $7 \times 50 \text{ mm}^2$, ce qui correspond à un angle d'ouverture de 1° , et à un angle solide de $1,1 \times 10^{-3} \text{ sr}$. Le monitoring est assuré par un cylindre de Faraday, placé sur l'un des bras à l'intérieur de la chambre à réaction. L'intensité du courant recueilli est mesurée par un pico-ampèremètre qui dispose d'une sortie analogique délivrant 1 volt à pleine échelle. Ce signal est envoyé sur un convertisseur tension-fréquence donnant 1 MHz pour un volt. Une échelle permet de compter les impulsions et d'intégrer le courant dans le temps.

VI. ETALONNAGE DE L'AIMANT 120°

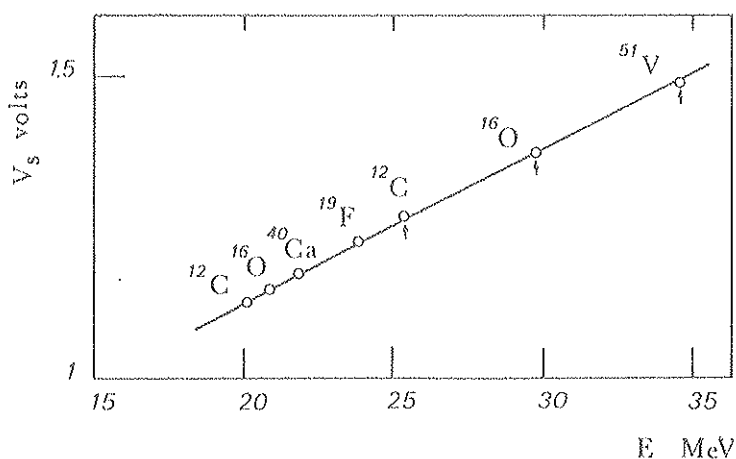


Figure 5 - Courbe $V_s = f(E)$ donnant l'étalonnage de l'aimant de 120° . Les flèches indiquent les points de références pris à partir des réactions (d, α) sur ^{12}C , ^{16}O et ^{51}V à 16° .

Les lois du mouvement des particules de charge Ze dans un champ magnétique B donnent :

$$p = Ze B \rho$$

et :

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{Z^2}{m} \frac{1}{2} e^2 (B\rho)^2$$

De précédentes expériences montrent que la parabole $E = f(B\rho)$ est très ouverte et qu'elle peut être assimilée à une droite dans une grande gamme d'énergie. La figure 5 donne une illustration de cet étalonnage pour les réactions $(d, ^6\text{Li})$.

Les points de références sont obtenus à partir des réactions (d, α) sur l'oxygène, le carbone et le vanadium 51 à 16° . Les énergies α varient de 25 à 35 MeV. Nous avons porté en ordonnées, la tension V_s directement proportionnelle à $B\rho$.

VII. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La section efficace expérimentale pour une réaction $A(a, b)B$ est calculée à partir de la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_b}{N_a N_A \Delta\Omega}$$

N_b est le nombre de particules b émises dans une direction θ sous un angle solide $\Delta\Omega$.

N_a est le nombre de particules incidentes arrivant sur la cible par unité de temps et de surface et déterminé par le monitoring.

N_A est le nombre de noyaux-cibles par unité de surface.

L'exploration angulaire s'est faite de 4° en 4° à partir de 5° (Lab). Aux grands angles, les sections efficaces très petites nécessitaient un temps d'acquisition de plus en plus long. Ainsi pour l'oxygène et le calcium, nous n'avons pu aller au delà de $66,6^\circ$ C. M. et $61,9^\circ$ C. M. respectivement. De plus un fond plus important qu'aux angles inférieurs pouvait être une source d'erreurs supplémentaires.

Les distributions expérimentales sont représentées sur les figures 6, 7 et 8, l'angle étant pris dans le système du centre de masse.

On constate le fort comportement diffractif de ces distributions notamment pour les transitions vers les états fondamentaux. Pour celles-ci, outre les oscillations très accentuées, on remarque le très net accroissement de la section efficace aux petits angles, caractéristique d'une transition $\ell = 0$. Par contre, pour le fluor, où il y a un moment de transfert $\ell = 1$, un tel phénomène a également été constaté.

Les transitions vers les états excités 2^+ du carbone et de l'argon présentent des maxima et minima moins accentués et, plus particulièrement pour l'argon, il est difficile de remarquer un comportement oscillatoire. Les sections efficaces de ces réactions ($d, {}^6\text{Li}$) décroissent rapidement lorsque la masse du noyau cible augmente. Pour le carbone, la distribution varie de $1000 \mu\text{b}$ aux petits angles à $40 \mu\text{b}$ environ à 80° C. M., alors que pour le fluor, cette variation se situe entre $250 \mu\text{b}$ et $7 \mu\text{b}$ et seulement entre $50 \mu\text{b}$ et $1 \mu\text{b}$ pour le calcium. Par ailleurs, les transitions vers les états 2^+ de ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{36}\text{Ar}$ sont plus favorisées que celles vers les états fondamentaux.

L'allure générale de ces courbes indique que nous sommes bien en présence d'une interaction directe²⁰⁾. Ainsi que nous l'avions prévu, ce mécanisme est plus prononcé à notre énergie de 28 MeV, qu'à d'autres énergies inférieures comme le montrent les résultats obtenus par Denes¹⁴⁾ à 15 MeV et surtout par H. H. Gutbrod et al.¹³⁾ à 19,5 MeV, où, à part sur le carbone, on ne note pas la remontée aux petits angles et les oscillations sont assez mal prononcées.

Erreurs

Les barres d'erreurs qui accompagnent les points expérimentaux représentent : les erreurs statistiques qui peuvent varier dans certains cas de 3 % aux petits angles jusqu'à 15 % aux grands angles.

Les erreurs sur les valeurs absolues des sections efficaces sont dues :

- à l'inhomogénéité de l'épaisseur de la cible, la méthode par pesée déterminant une épaisseur moyenne. Cette erreur est difficilement évaluable mais les dimensions du faisceau sur la cible en diminuent l'influence,
- à l'angle solide de détection. La section efficace ne dépendant que de θ la seule dimension de BL_4 relative à θ introduit une erreur de l'ordre de 7 %.

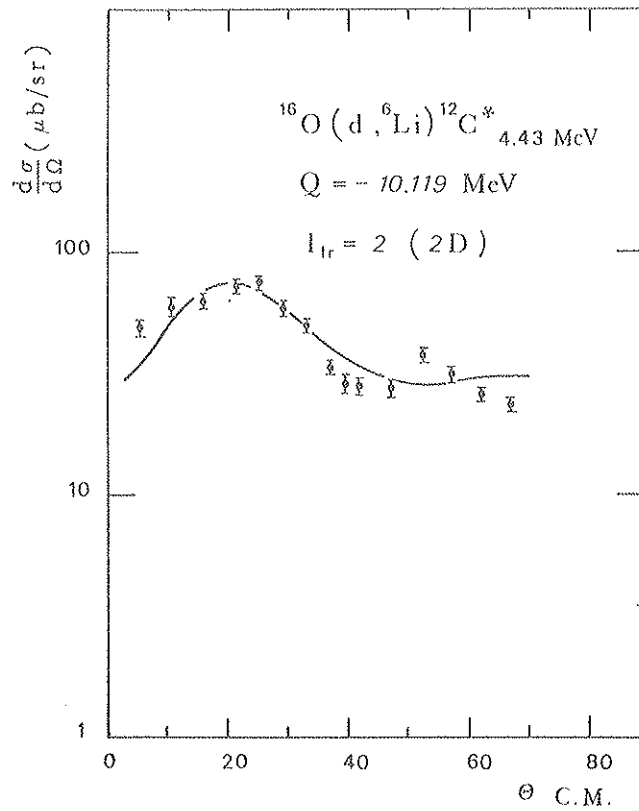
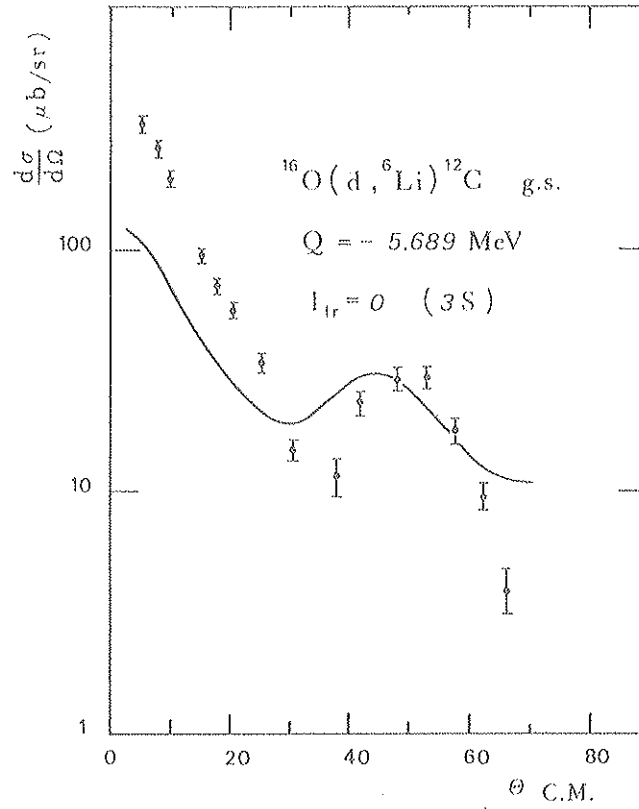


Figure 6 - Distributions expérimentales et théoriques des réactions sur l'oxygène.

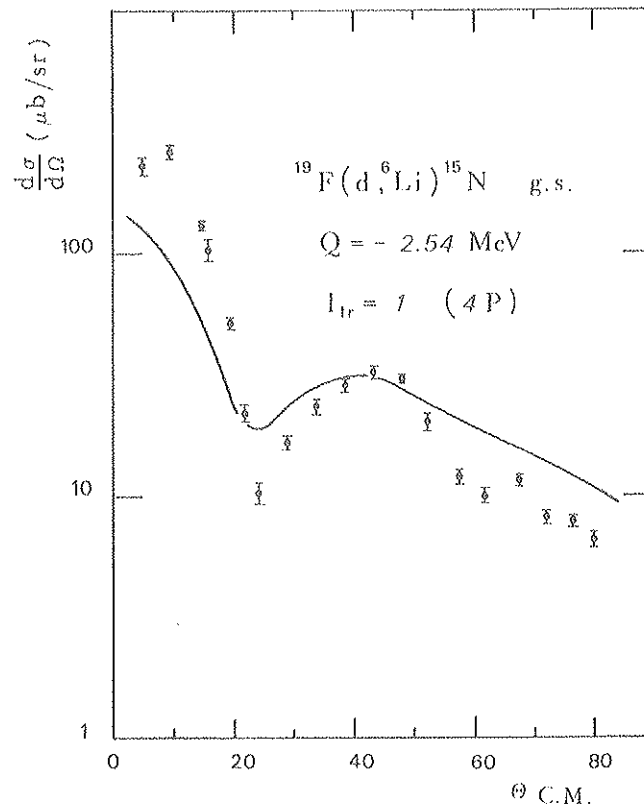
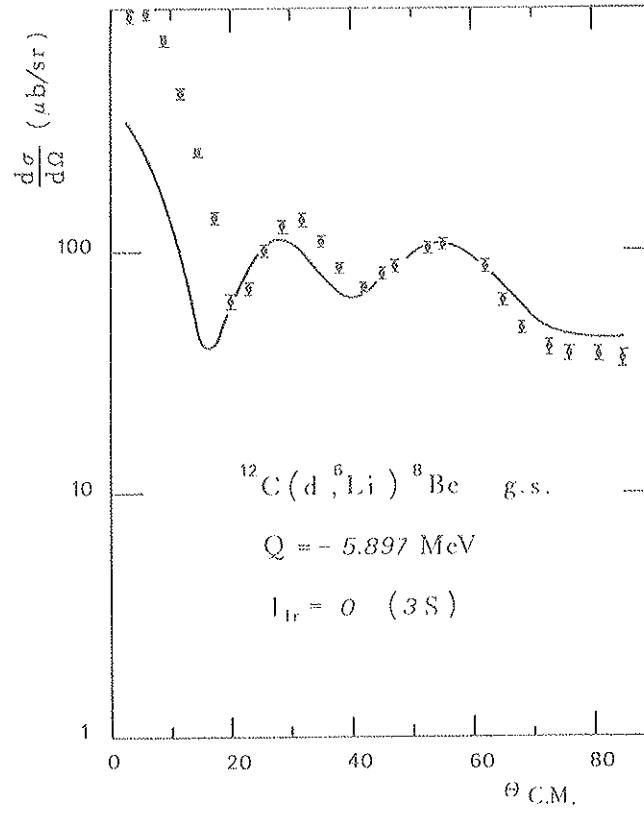


Figure 7 - Distributions expérimentales et théoriques des réactions sur le carbone et le fluor.

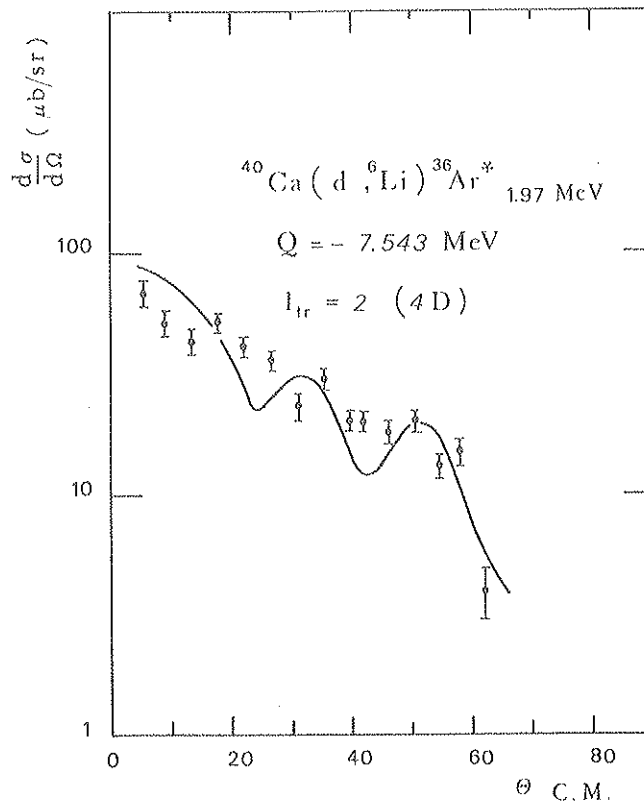
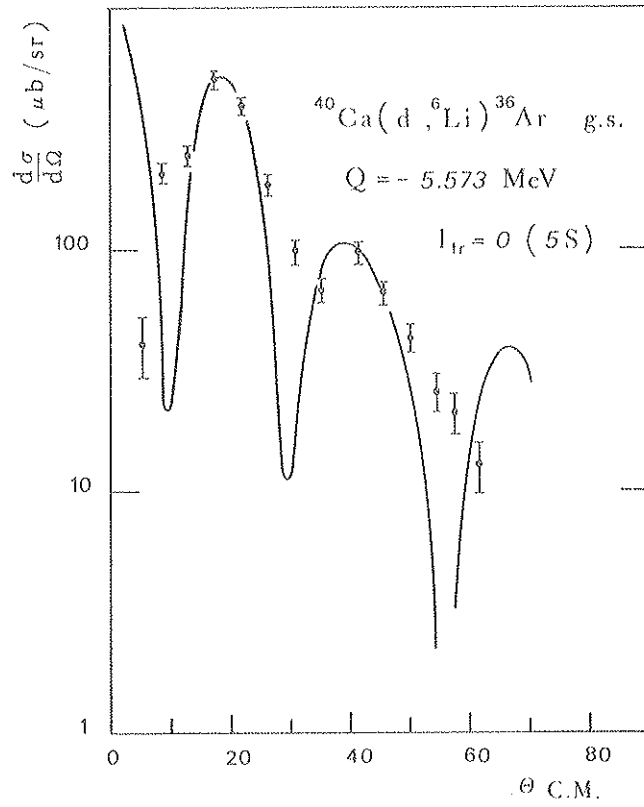


Figure 8 - Distributions expérimentales et théoriques des réactions sur le calcium.

On considère généralement que le nombre de particules incidentes est déterminé avec suffisamment de précision pour n'introduire qu'une erreur très faible et négligeable devant les autres.

En définitive, l'erreur faite sur la section efficace est de l'ordre de 20%. La table des Z^2/m reproduite ci-dessous, montre que l'identification des ${}^6\text{Li}$ ne souffre d'aucune ambiguïté et ne peut être une source d'erreur. Les ${}^3\text{He}$ ($Z^2/m = 1,33$) sont bien séparés des ${}^6\text{Li}$ ($Z^2/m = 1,5$) (figures 2 et 4) même pour des énergies lithium de l'ordre de 15 MeV où les deux pics sont proches l'un de l'autre. Pour les autres noyaux ayant un Z^2/m plus proche de 1,5, les Q des réactions sont très négatifs et ces particules ne sont pas détectées.

$\begin{matrix} Z \\ m \end{matrix}$	2	3	4	5
3	1,33	-	-	-
4	1	-	-	-
5	-	-	-	-
6	0,66	1,5	2,66	-
7	0,571	1,28	2,28	-
8	0,5	1,12	2	3,12
9	0,444	1	1,77	2,77
10	0,4	0,9	1,6	2,5
11			1,45	

Tableau des Z^2/m

Chapitre III

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'analyse de ces résultats expérimentaux a été faite dans le cadre théorique rappelé dans le chapitre I. Le programme DWUCK utilisé pour calculer les distributions théoriques $\sigma_{\ell}(0)$ nécessite la connaissance des potentiels optiques, responsables des diffusions élastiques dans les voies d'entrée et de sortie, ainsi que du potentiel permettant le calcul du facteur de forme.

1. POTENTIELS OPTIQUES1/ Voie deutons

Les diffusions élastiques (d, d) ont été étudiées à 28 MeV²⁴⁾ notamment sur ^{12}C , ^{16}O et ^{40}Ca . Les potentiels nucléaires ne comprennent pas de terme de couplage spin-orbite et d'isospin. La partie imaginaire est une forme dérivée de Saxon-Woods.

2/ Voie lithium

Les fonctions d'onde distordues des ^6Li ont été calculées à partir des diffusions élastiques (^6Li , ^6Li) par Traore²⁵⁾ à 28 MeV sur ^{11}B , ^{12}C et ^{16}O et autour de 30 MeV par V.I.Chuev et al²⁶⁾ sur ^{12}C , ^{16}O et ^{40}Ca .

Ces énergies ^6Li sont très proches de nos conditions expérimentales sauf dans le cas de la réaction $^{40}\text{Ca}(d, ^6\text{Li})^{26}\text{Ar}$ où les lithium ont une énergie de 24,6 MeV. Les potentiels nucléaires sont représentés par une forme de Saxon-Woods ($W_S = 0$) en négligeant les termes de couplage.

L'ensemble des paramètres est représenté dans le tableau III.1.

		Cible	Energie (MeV)	V (MeV)	$r_0 R$ (fm)	a_R (fm)	W_{vol} (MeV)	W_{surf} (MeV)	$r_0 I$ (fm)	a_I (fm)	$r_0 C$ (fm)	Réf.
d	A	^{12}C	28	119,9	0,872	0,8614		12,78	1,253	0,721	1,3	24
	B	^{16}O	28	89,27	1,053	0,7522		6,52	1,361	0,8119	1,3	24
	C	^{40}Ca	28	101,03	1,063	0,9284		19,41	1,416	0,5286	1,3	24
	D	^{11}B	28	481	1,05	0,66	11,0		2,1	0,93	2,5	25
	E	^{12}C	30,6	461	1,05	0,77	13,2		1,99	0,61	2,5	25
	F	^{12}C	30,6	245	1,2	0,8	12,5		1,75	1,0	1,4	26
	G	^{16}O	29,8	252	1,3	0,7	13		1,75	1,2	1,4	26
	H	^{40}Ca	30,0	240	1,2	0,76	12		1,63	0,90	1,4	26

TABLEAU III.1 - Paramètres du modèle optique pour deutons et ^6Li

Les jeux de paramètres utilisés pour l'analyse des réactions sont les suivants :

$^{12}\text{C}(\text{d}, ^6\text{Li})^8\text{Be}$	A - D
$^{16}\text{O}(\text{d}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}_{0^+, 2^+}$	B - F
$^{19}\text{F}(\text{d}, ^6\text{Li})^{15}\text{N}$	B - G
$^{40}\text{Ca}(\text{d}, ^6\text{Li})^{36}\text{Ar}_{0^+, 2^+}$	C - H

On constate d'après ce tableau une certaine cohérence dans la profondeur des puits réels : 50 MeV environ par nucléon incident pour la voie d'entrée et 40 MeV par nucléon pour la voie de sortie, à l'exception du puits D qui est près de deux fois plus profond que les puits F, G et H. Toutefois nous avons testé sur la réaction $^{16}\text{O}(\text{d}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ le jeu de paramètres E, dont la profondeur V est sensiblement du même ordre de grandeur que celle de D et les résultats ont été comparés à ceux obtenus avec les paramètres F : la similitude quant à la forme et à l'amplitude des sections efficaces justifie le choix du puits D pour l'étude sur le carbone.

II. FACTEURS DE FORME

L'interaction α -cœur permettant le calcul du facteur de forme $U_{N\ell}(r)$ est représentée par un puits de Saxon-Woods réel plus un terme coulombien. La valeur adoptée pour le paramètre r_{0C} du terme coulombien est de 2,2 fm et est maintenue constante pour toutes les réactions. En fait l'influence du rayon coulombien sur les distributions σ_ℓ est apparue tout à fait négligeable.

Les paramètres géométriques r_0 et a du puits réel sont déterminés de telle sorte que $\sigma_\ell(\theta)$ représente le mieux possible la distribution expérimentale. Une recherche de paramètres est nécessaire. Ceux-ci pourtant ne doivent pas être très éloignés de ceux déterminés par la diffusion élastique (α, α) sur le cœur, bien que les rayons dans le cas des diffusions soient très sensibles aux profondeurs des puits.

Des essais sur ces paramètres, il ressort que le couple de valeurs : $r_0 = 1,6$ fm $a = 0,6$ fm semble le mieux adapté à l'interprétation des résultats expérimentaux pour toutes les réactions.

Les figures 6, 7 et 8 montrent, en même temps que les distributions expérimentales, les courbes théoriques données par la DWBA dans l'approximation de portée nulle.

Il est à remarquer qu'à l'exception des remontées aux petits angles pour les transferts $\ell = 0$, qui semblent sous-estimées par l'analyse, la forme générale des sections efficaces expérimentales est bien reproduite et, notamment, la structure oscillatoire est correctement représentée.

Ces résultats confirment nos hypothèses et indiquent que le modèle théorique très simplifié, que nous avons utilisé, rend compte avec suffisamment de réalisme des réactions $(\text{d}, ^6\text{Li})$. L'introduction d'une portée finie ne paraît pas apporter d'améliorations sensibles. R.M. Drisko et al. ²⁷⁾ ont comparé sur le fluor les analyses faites en portée finie et en portée nulle et ils notent que l'effet de la portée finie est négligeable devant d'autres approximations inhérentes à la théorie.

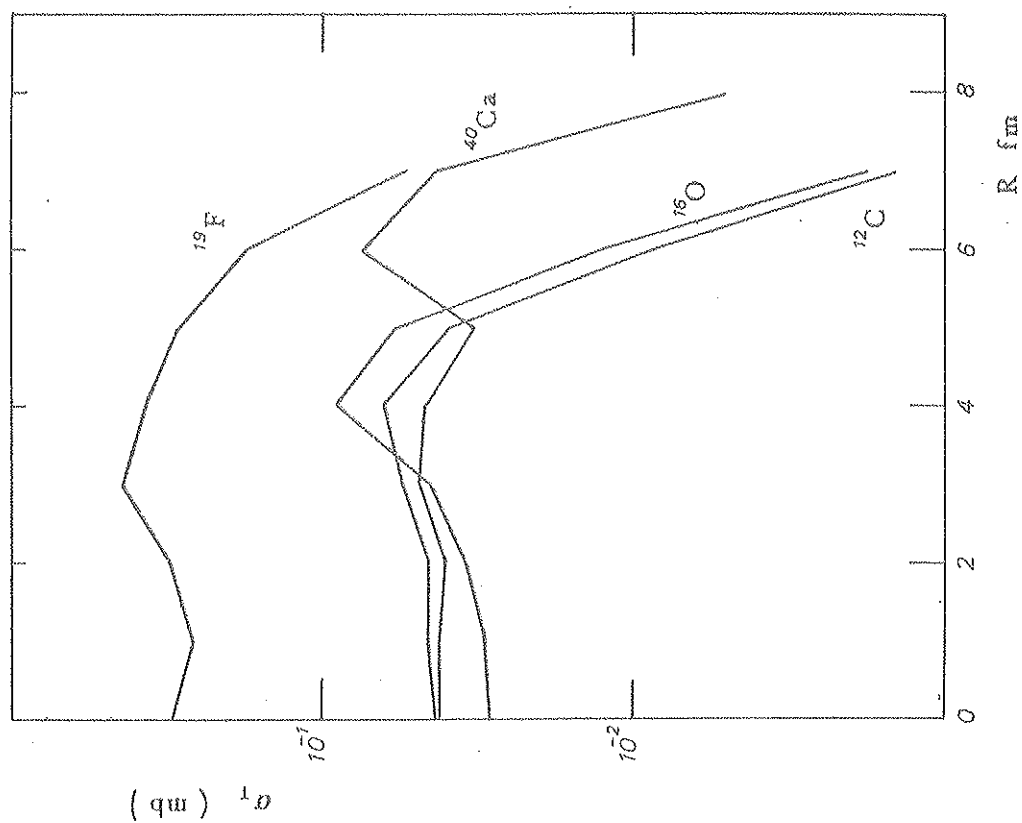


Figure 10 - Effet d'un rayon de coupure sur les sections efficaces totales, pour les transitions vers les états fondamentaux.

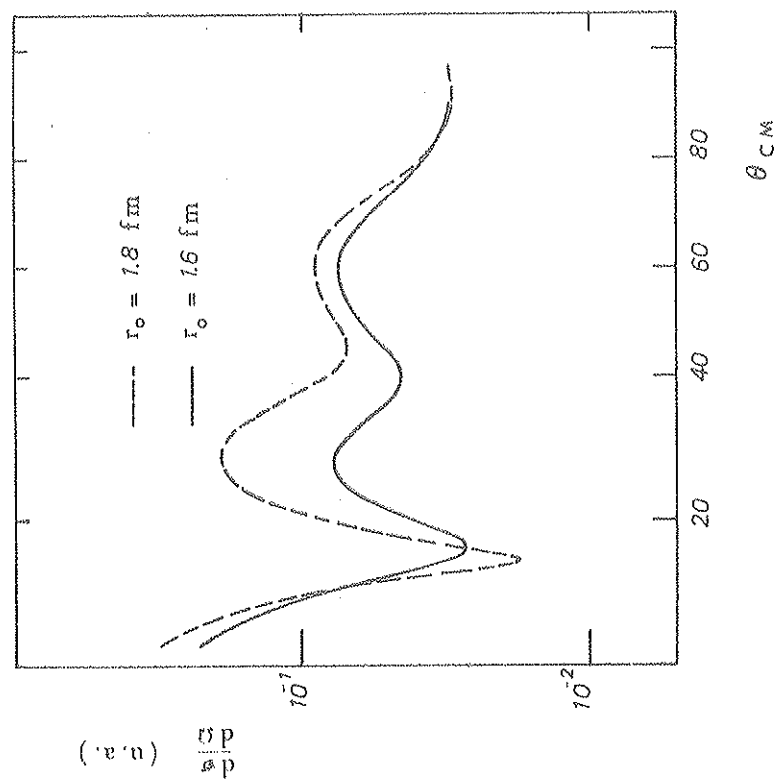


Figure 9 - Influence de r_0 sur les sections efficaces calculées pour la réaction $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$. Le paramètre a reste constant à 0.6 fm.

III. INFLUENCE DES PARAMETRES

La recherche des paramètres r_0 et a de l'interaction α -cœur montre toute l'importance de déterminer des valeurs satisfaisantes pour toutes les réactions. En effet une variation de ces paramètres se répercute sur le rapport $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ et donc sur le facteur spectroscopique S_ℓ . Pour r_0 constant, l'influence du paramètre a reste limitée : les distributions σ_ℓ ne changent pas fondamentalement en forme, les oscillations sont plus marquées à mesure que a augmente.

En amplitude l'influence de a est plus sensible. La section efficace totale augmente de 40% pour la réaction sur le carbone, avec $r_0 = 2.0$ fm, quand a croît de 0.6 à 0.8 fm, et on retrouvera une telle variation pour le facteur spectroscopique.

Les effets de la variation de r_0 sont encore plus nets. La section efficace totale augmente de 43% mais surtout la forme des courbes a changé. Les maxima des oscillations apparaissent aux mêmes angles par contre les minima ont subi des décalages angulaires. La première oscillation a augmenté en amplitude alors que la seconde a diminué. (voir fig.9)

Les sections efficaces sont donc sensibles à la géométrie du puits et c'est un inconvénient de cette méthode de calcul du facteur de forme. Les variations en amplitude justifient le choix d'une même géométrie pour toutes les réactions.

IV. EFFET D'UN RAYON DE COUPURE

L'introduction d'une borne minimum dans le calcul de l'intégrale radiale est un moyen artificiel de délimiter la région où a lieu la réaction. Si l'interaction α -d a lieu à la surface du noyau A , comme le laisse supposer la forte absorption du deuton et du lithium, ce rayon minimum doit coïncider avec le bord du puits α -cœur qui peut être défini entre $r_0 A^{1/3}$ et $r_0 A^{1/3} + 3a$ où A est le numéro atomique du cœur.

Dans de tels types de réactions, la partie interne du facteur de forme n'apporte qu'une contribution négligeable au calcul de l'intégrale et la section efficace doit peu changer si l'on supprime cette partie interne.

La figure 10 montre l'effet de ce rayon de coupure pour toutes les transitions vers les états fondamentaux. On constate que jusqu'à un certain rayon r_c les sections efficaces oscillent autour d'une valeur moyenne puis décroissent brusquement. Le tableau suivant montre que, pour toutes les transitions, r_c se trouve dans la région de la surface nucléaire.

L'effet d'un rayon de coupure sur les distributions $\sigma_\ell(\theta)$ est représenté sur les figures 11 pour les transitions vers les états fondamentaux. Jusqu'au rayon de coupure les variations des σ_ℓ ne sont pas fondamentales, en forme et en amplitude. Par contre, à r_c les distributions obtenues ne permettent plus d'interpréter les courbes expérimentales. Ces résultats sont confirmés par une analyse sur le facteur de forme. La figure 12 illustre la variation de ce dernier lorsque le puits α -cœur varie de $(1.6 - 0.6)$ à $(1.8 - 0.6)$ dans le

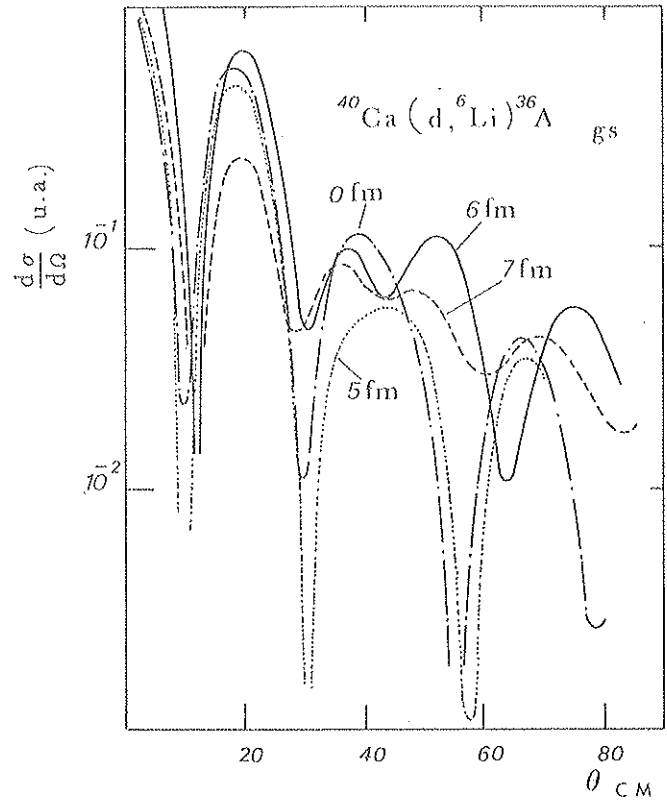
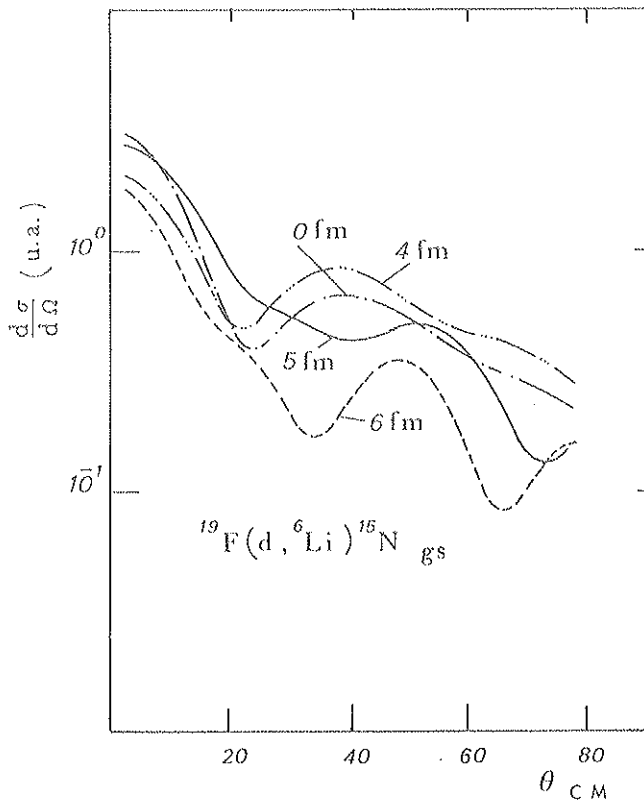
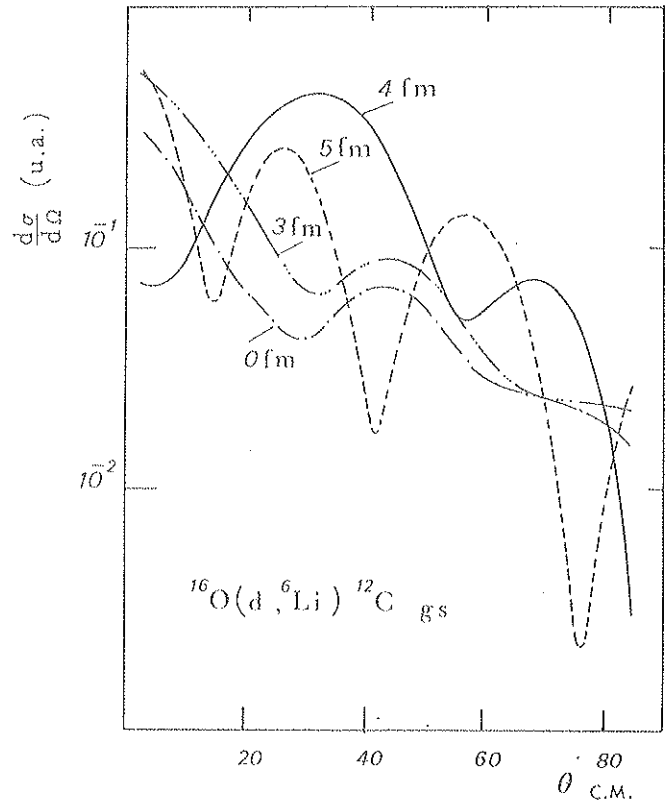
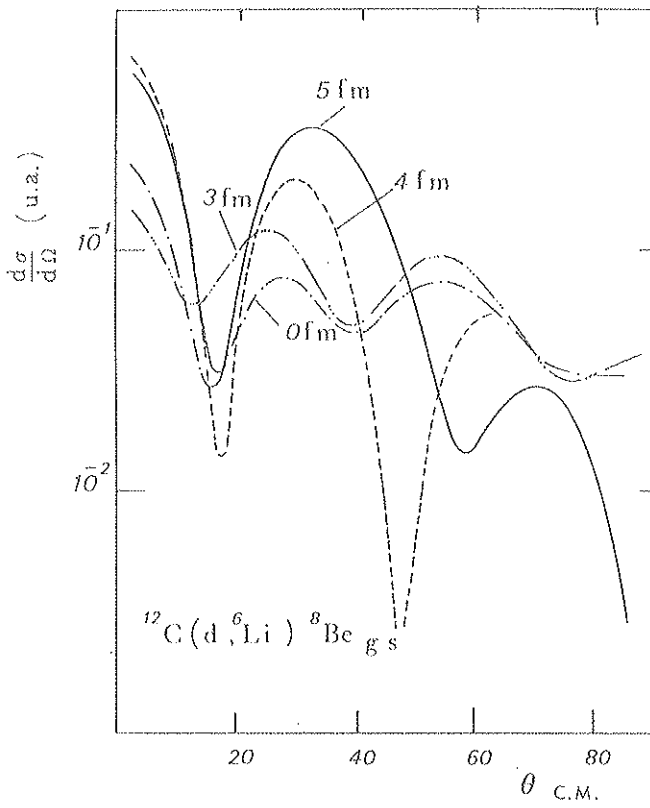


Figure 11 - Effet du rayon de coupure sur les distributions théoriques pour toutes les transitions vers les états fondamentaux.

Noyau-cible	Coeur	r_c fm	$r_o A^{1/3}$ fm	$r_o A^{1/3} + 3a$ fm
$^{12}_C$	$^8_{Be}$	4	3.2	5
$^{16}_O$	$^{12}_C$	4	3.66	5.5
$^{19}_F$	$^{15}_N$	5	4	5.75
$^{40}_{Ca}$	$^{36}_{Ar}$	6	5	7

TABLEAU III-2

cas de la réaction $^{12}_C(d, ^6Li)^8Be$. Comme nous l'avons déjà indiqué les sections efficaces totales sont dans un rapport de 1.43. Or les parties asymptotiques des facteurs de forme qui interviennent à partir de 4 fm environ sont dans le rapport 1.3. Ainsi il semble bien que les variations de la partie interne ($R < 4$ fm) du facteur de forme n'influent guère sur les sections efficaces et que la contribution de la partie asymptotique est prépondérante.

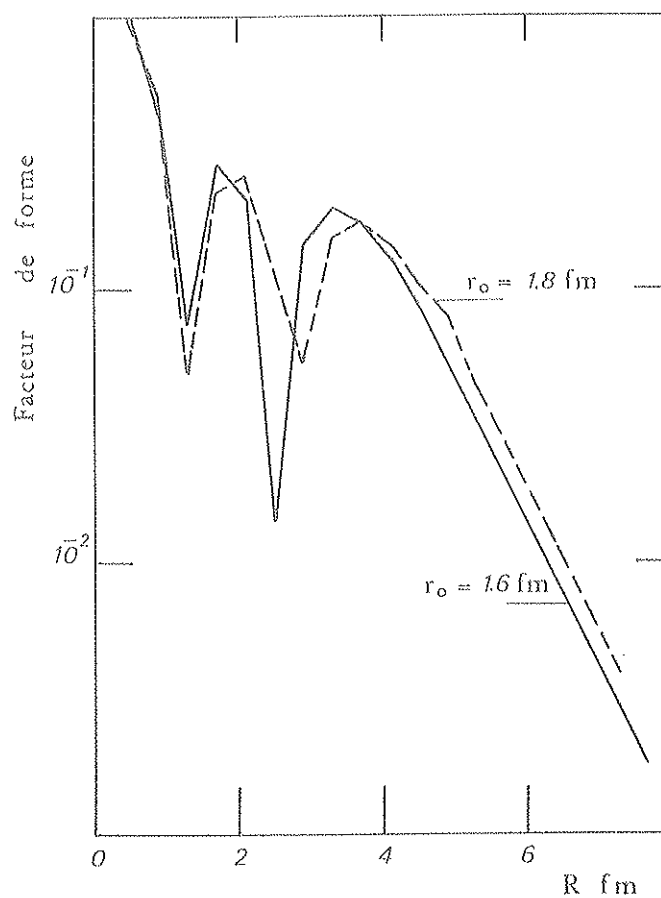


Figure 12 - Variation du facteur de forme en valeur absolue en fonction de R , et en fonction de r_o , pour $a = 0.6$ fm.

V. LOCALISATION DANS L'ESPACE DES MOMENTS

Le test du rayon de coupure laisse supposer que dans le calcul de $\beta_{sj}^{\ell m}$, ce sont les ondes partielles L_{oi} et L_{of} déterminées à la surface des noyaux qui apportent la contribution la plus importante. Dans la partie théorique nous avons montré que seules les ondes L pour lesquelles $0 < |\eta_L| < 1$ interviennent dans le calcul. Les ondes L_{oi} et L_{of} correspondant à $|\eta_L| = 1/2$ sont données par la relation

$$L_o (L_o + 1) = (kR)^2 \left[1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{ER} \right]$$

Pour la voie deuton le terme correctif tenant compte des charges est négligeable et on peut écrire en première approximation

$$L_o = kR$$

où R est le rayon limite d'interaction.

La figure 13 illustre la variation de $|\eta_L|$ en fonction de L pour chacune des voies. Ces courbes montrent que très vite les deutons et les lithiums sont réfléchis par les barrières coulombiennes et centrifuges. Ainsi, pour le carbone, les ondes $L > 8$ pour la voie d'entrée et $L > 12$ pour la voie de sortie sont presque totalement réfléchies et n'interviennent pas dans le calcul de $\beta_{sj}^{\ell m}$. Dans le calcul de l'intégrale radiale intervient le recouvrement des fonctions d'ondes distordues. La section efficace de réaction dépend de ce recouvrement. Selon Austern ²⁰⁾ ce recouvrement est maximum lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$\frac{L_i}{k_i} \approx \frac{L_f}{k_f}$$

Le tableau suivant indique les nombres d'ondes k_i et k_f ainsi que

$$|L_{oi} - L_{of}|$$

Noyau cible	ℓ^*	k_i	k_f	$ L_{oi} - L_{of} $
$^{12}_C$	0	1.4	1.7	3
$^{16}_O$	0	1.455	1.92	4
	2	1.455	1.68	3 - 4
$^{19}_F$	1	1.48	2.16	6
$^{40}_{Ca}$	0	1.56	2.28	4
	2	1.56	2.17	4

* ℓ est le moment de l'alpha transféré.

TABLEAU III-3

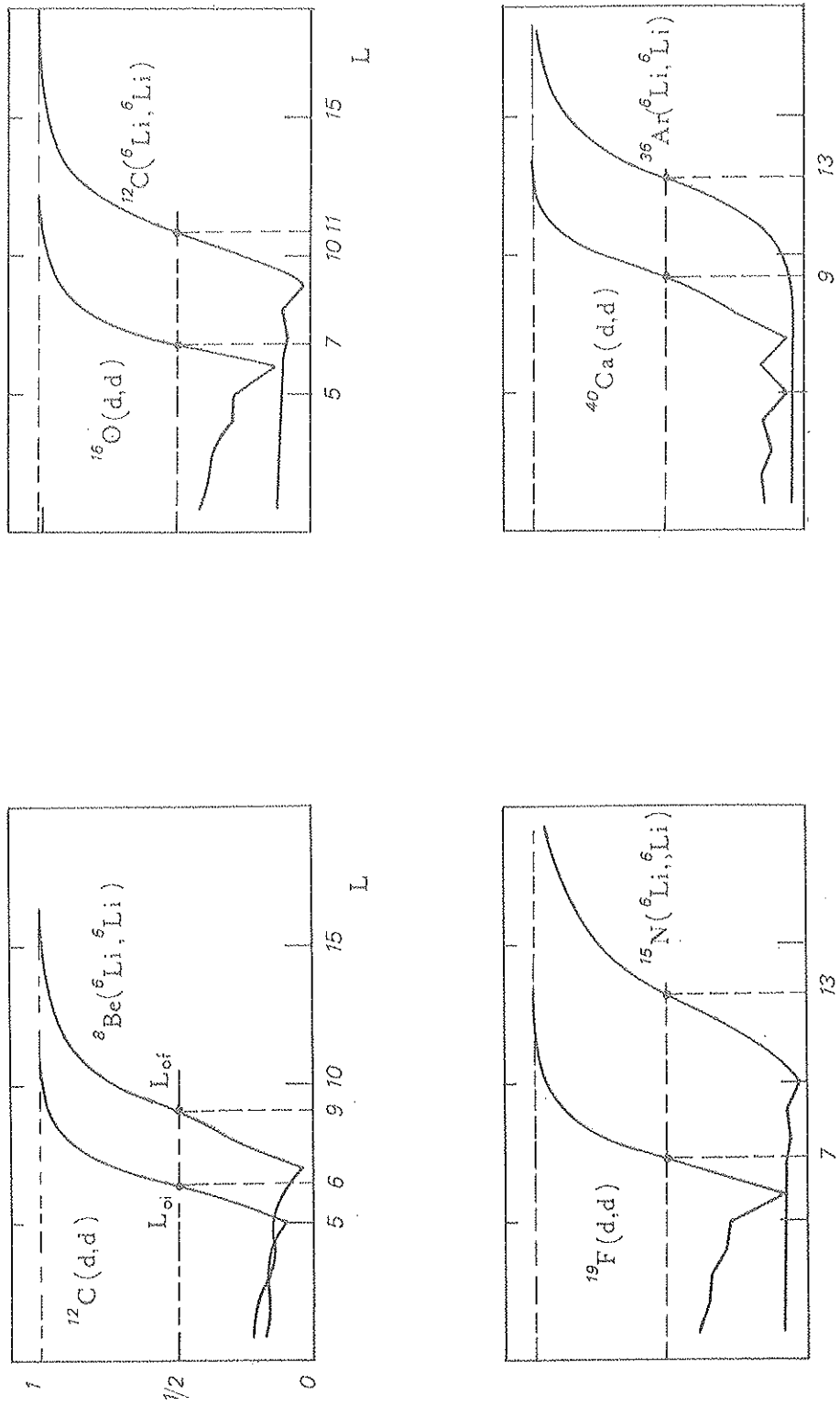


Figure 13 - Variation de η_L en fonction de L

On voit d'après le tableau III-3 que, pour toutes les transitions, $k_d \neq k_{L_i}$. Pour avoir un bon recouvrement des fonctions d'ondes le moment orbital de l'alpha transféré doit être tel que $\ell \approx |L_{oi} - L_{of}|$.

Nos conditions cinématiques sont mal adaptées puisque les règles de sélection intervenant dans l'expression de la section efficace imposent $L_i = L_f$ pour une transition $\ell = 0$. Ainsi les ondes voisines de L_{of} se recouvrent avec des ondes d'entrée réfléchies et les ondes voisines de L_{oi} ont un recouvrement avec des ondes partielles de la voie ${}^6\text{Li}$ absorbées.

Il y a donc une mauvaise "localisation dans l'espace des ℓ ". Les transitions $\ell = 2$ vers les états excités de ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{36}\text{Ar}$ sont plus favorisées que les transitions $\ell = 0$ vers les états fondamentaux car dans ces deux cas le moment orbital de l'alpha transféré est plus proche de $|L_{oi} - L_{of}|$.

Des calculs ont été effectués sur l'oxygène pour mettre en évidence ce phénomène en considérant des transitions "fictives" $\ell = 2$ et $\ell = 4$. Les sections efficaces totales pour ces "réactions" sont dans les rapports 10 et 45 respectivement avec la transition $\ell = 0$.

L'inconvénient majeur de cette mauvaise localisation réside dans le fait que les ondes partielles plus petites que L_o apportent une contribution aussi importante que les ondes voisines de L_o au calcul de l'intégrale radiale et donc de la section efficace de transfert comme le montre la figure 14. Or ces petites ondes sont justement mal déterminées par l'analyse de la diffusion élastique, dans la mesure où les potentiels optiques sont déterminés en majeure partie par les déphasages des ondes partielles au voisinage de la surface, c'est-à-dire de L_o .

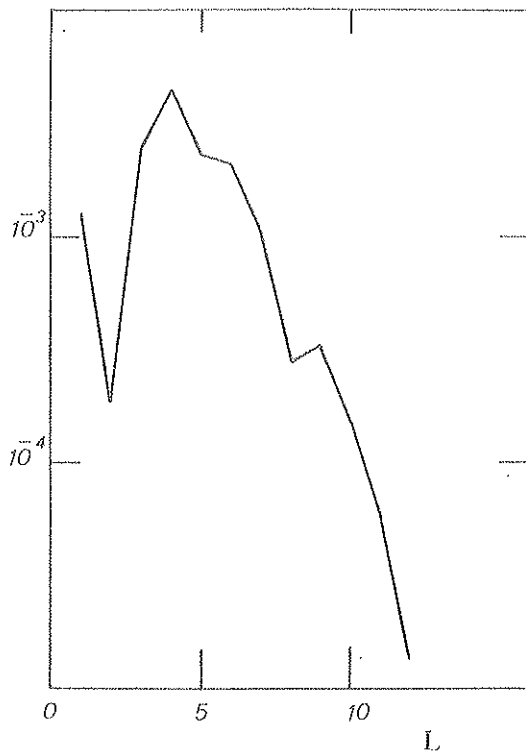


Figure 14 - Contribution des ondes partielles L au calcul de l'intégrale radiale. Seule la partie réelle prise en valeur absolue a été représentée. La prise en compte de la partie imaginaire ne change pas relativement les contributions des ondes partielles.

VI - MELANGE DE CONFIGURATIONS

Le mode de transfert adopté pour analyser les réactions ($d, {}^6\text{Li}$) suppose que le noyau cible et le noyau résiduel obéissent au modèle des couches simple, l'agrégat alpha étant alors capturé sur la couche la plus externe. Cette hypothèse nous a permis, en accord avec les lois de conservation, de déterminer le nombre quantique principal N du facteur de forme.

Mais généralement la description des noyaux n'est jamais aussi simple et si, pour des noyaux doublement magiques comme ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{40}\text{Ca}$, le modèle des couches est satisfaisant, pour d'autres noyaux comme ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{36}\text{Ar}$, la fonction d'onde présente un mélange de configuration. Dans ce cas le facteur de forme total est une somme de facteurs de forme partiels correspondant à chacune des configurations : $F = \sum_N a_N F_N$. La section efficace calculée sera fonction des $(a_N)^2$ et des doubles produits $a_N a_N$. Denes (14) a effectué des calculs en faisant varier N . Par exemple pour ${}^{12}\text{C}$ il a pris pour l'alpha capturé un état relatif 5S au lieu de 3S d'après le modèle simple. Les résultats montrent que la capture d'un alpha dans l'état relatif 5S interprète mieux la remontée aux petits angles mais, par contre, les oscillations semblent être déphasées par rapport aux points expérimentaux.

Dans nos calculs nous avons au contraire pris pour N des valeurs inférieures en accord avec les lois de conservation. Pour l'oxygène nous avons considéré pour l'alpha un état relatif 2S au lieu de 3S prévu initialement, l'alpha étant alors constitué de deux nucléons sur la couche 1p et de deux nucléons sur la couche 1s. Une étude similaire a été faite pour un état 3P dans le cas du fluor et deux états 1S et 3S pour le calcium. Les résultats représentés sur la figure 15 montrent qu'en amplitude les distributions théoriques sont plus faibles. Quant à la forme, le changement est négligeable pour le fluor alors que pour l'oxygène l'oscillation semble plus accentuée et la remontée à l'avant plus franche. Dans les deux cas, on ne remarque aucun déphasage angulaire.

Pour le calcium, où la variation de N est plus grande, les oscillations sont plus atténuées mais surtout le déphasage angulaire est sensible. Les diminutions en amplitude des sections efficaces théoriques sont liées au fait que les parties asymptotiques des facteurs de forme sont plus faibles quand N diminue.

Il semble, d'après nos résultats, qu'une variation petite de N ait assez peu d'influence sur l'allure générale des distributions théoriques. La diminution de N revient à diminuer le nombre de noeuds du facteur de forme dans la région interne qui, précisément dans le mécanisme de transfert, n'a pas une contribution importante. Les parties asymptotiques, pour différents N , restent dans un rapport constant, expliquant la variation en amplitude. Il est assez difficile, dans ces conditions, de tirer des conclusions spectroscopiques quant à l'état relatif de l'alpha capturé.

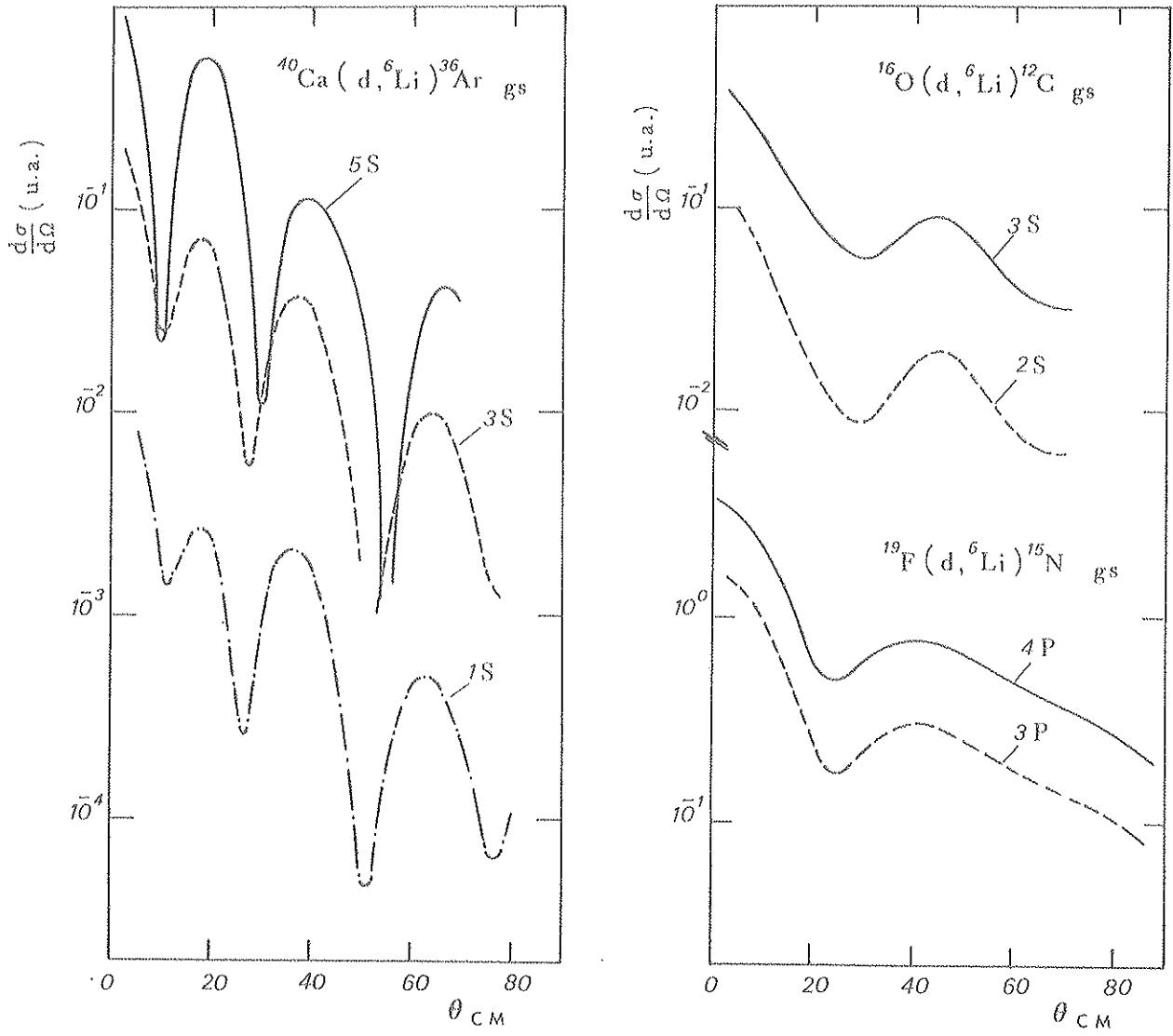


Figure 15 - Effet sur les distributions théoriques d'une variation du nombre quantique principal N . En trait plein, nous rappelons les prévisions de la DWBA dans le cadre du modèle des couches simple.

VII. FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

L'expression de la section efficace théorique peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \eta S_{\alpha d} S_{\ell} \sigma_{\ell}(\theta)$$

avec

$$\eta S_{\alpha d} = Z_{\alpha} Z_d \frac{D_0^2(d, \alpha)}{1.018 \cdot 10^4}$$

Ce terme, $\eta S_{\alpha d}$ ne dépend que des particules incidentes et émergentes ainsi que du mécanisme de transfert supposé. Il est constant pour toutes les réactions (d, ^6Li) supposant le transfert d'un agrégat alpha. D'après Denes¹⁴⁾ ce terme est proche de l'unité. La comparaison des sections efficaces expérimentales et théoriques permet de déterminer le facteur $\eta S_{\alpha d} S_{\ell}$. Le tableau ci-après récapitule nos résultats et établit une comparaison avec ceux obtenus par Denes et ceux calculés par H.H. Gutbrod. En adoptant ces valeurs calculées pour les coefficients spectroscopiques, le terme $\eta S_{\alpha d}$ prend des valeurs comprises entre 1.3 et 2.1, sauf pour le calcium où $\eta S_{\alpha d} \sim 10$. Les coefficients spectroscopiques n'ont pu être déterminés que relativement à celui du ^{12}C .

Réactions	$\eta S_{\alpha d} S_{\ell}$	$S_{\ell}/S_{\ell}(^{12}\text{C})$	S_{ℓ}	$S_{\ell}/S_{\ell}(^{12}\text{C})$	$S_{\ell}/S_{\ell}(^{12}\text{C})$	N_{eff}	$N_{\text{eff}}/N_{\text{eff}\alpha}$
			H.H. Gutbrod et al.		L.J. Denes	Beregi	
$^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}_{gs}$	1.42	1	0.759	1	1.0	0.675	1.0
$^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}_{gs}$	0.45	0.32	0.333	0.44	5.0	0.296	0.44
$^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}^*_{4.43\text{ MeV}}$	0.60	0.42				1.48	2.2
$^{19}\text{F}(d, ^6\text{Li})^{15}\text{N}_{gs}$	0.15	0.11	0.088	0.11	0.5		
$^{40}\text{Ca}(d, ^6\text{Li})^{56}\text{Ar}_{gs}$	0.09	0.06	0.0087	0.011			
$^{40}\text{Ca}(d, ^6\text{Li})^{36}\text{Ar}^*_{1.97\text{ MeV}}$	0.22	0.15					

TABLEAU III.4

Les rapports $S_{\ell}/S_{\ell}(^{12}\text{C})$ déterminés à partir de nos expériences sont en bon accord avec ceux calculés par H.H. Gutbrod et al. Par contre on note l'important désaccord pour le rapport $S_{\ell}(^{16}\text{O})/S_{\ell}(^{12}\text{C})$ entre les valeurs de L.J. Denes d'une part, les nôtres et celles de Gutbrod d'autre part.

Nous avons rapporté dans le tableau III-4 les nombres effectifs $N_{\text{eff}}^{10)}$ déduits des expériences de knock-out du type (x, αx) étudiées par P. Beregi et al. Les N_{eff} ont la même interprétation physique que les facteurs spectroscopiques. Les rapports $N_{\text{eff}}/N_{\text{eff}}(^{12}\text{C})$ viennent en confirmation de nos résultats, tout au moins pour les transitions $\ell = 0$.

CONCLUSION

Nous avons étudié les réactions (d, ${}^6\text{Li}$) sur ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$ et ${}^{40}\text{Ca}$ à l'énergie incidente de 28 MeV. Outre les transitions vers les états fondamentaux, nous avons pu mettre en évidence les transitions vers les états 2^+ à 4.43 MeV de ${}^{12}\text{C}$ et à 1.98 MeV de ${}^{36}\text{Ar}$. L'allure des sections efficaces expérimentales témoigne du caractère direct de l'interaction justifiant l'analyse faite en DWBA. Les calculs avec un rayon de coupure montre que la réaction a préférentiellement lieu à la surface des noyaux en accord avec la forte absorption du deuton et du lithium. Ces résultats se retrouvent, d'une façon moins marquée, à des énergies deutons de 15 MeV ¹⁴⁾ et 19.5 MeV ¹³⁾.

Ces réactions ont été étudiées en supposant la capture d'un agrégat alpha pré-existant dans le noyau cible. Le transfert de cet alpha a été analysé dans le cadre de l'approximation des ondes distordues en assimilant cet agrégat à une particule se trouvant dans un état relatif déterminé par les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique d'après le modèle des couches.

L'accord entre les distributions expérimentales et théoriques indique que le mécanisme de transfert est bien interprété par le modèle adopté. La portée nulle pour l'interaction d- α paraît acceptable. Il semble que la correction apportée par la portée finie soit assez faible et négligeable devant d'autres approximations comme le montrent les analyses faites en portée finie des expériences à 19.5 MeV ¹³⁾ où le mauvais accord des distributions expérimentales et théoriques est surtout dû aux potentiels optiques mal adaptés, dans la voie de sortie.

Les rapports $S_\ell/S_\ell({}^{12}\text{C})$ déduits de ces expériences concordent avec ceux calculés théoriquement par H.H. Gutbrod. Ceci vient encore confirmer la validité du modèle, très simple, utilisé.

Certaines améliorations peuvent être apportées à notre analyse.

- Tout d'abord un plus grand choix de potentiels optiques responsables des diffusions élastiques est souhaitable. L'importance de la bonne détermination des fonctions d'onde distordues est évidente. Celle-ci affecte directement la forme des sections efficaces théoriques.

- Un facteur de correction radiale $\Delta(r) = [1 - \frac{\mu\beta^2}{2\hbar^2} V(r)]^{-1/2}$ apporté aux fonctions d'ondes distordues et au facteur de forme compense l'approximation consistant à utiliser des potentiels locaux.

L'influence devrait cependant rester faible compte tenu que pour des réactions de surface la région interne contribue peu.

Une méthode de calcul permettant l'introduction d'un mélange de configurations dans la description des noyaux dans le cadre du modèle des couches serait également souhaitable.

Plus fondamentale semble être la description du lithium dans le modèle des agrégats comme le remarque Gutbrod. Les calculs basés sur ce modèle reproduisent beaucoup mieux les sections efficaces expérimentales. Ils nécessitent la constitution d'un programme particulier.

Les réactions de transfert direct d'agrégat sont un moyen efficace d'investigation de la structure nucléaire. Il serait intéressant de poursuivre les études sur d'autres noyaux légers tels que ^{28}Si ou ^{32}S ou en faisant intervenir le transfert d'autres types d'agrégats.

REFERENCES

- 1) K. WILDERMUTH, T. KANELLOPOULOS, Nucl. Phys. 7 (1958), 150 et 9 (1959) 449.
- 2) V.G. NEUDATCHIN, Yu.F. SMIRNOV, Atomic Energy Review, vol. 3, No 3, International Atomic Energy Agency, Vienna (1965).
- 3) A.N. JAMES, H.G. PUGH, Nucl. Phys. 42 (1963) 44
- 4) S. KANNENBERG, Northeastern Univ., Boston (1968).
- 5) M.B. EPSTEIN, Thesis, University of Maryland (1967)
- 6) K. TAKIMOTO, Memoirs of the Univ. of Kyoto, Ser. A, No 2, art. 12 (1967)
- 7) T. YANABU et al., J. Phys. Soc. Jap. 20 (1965) 1303, et 24 (1968) 667.
- 8) J.R. PIZZI, Thèse Université de Lyon (1970).
- 9) M. CHEVALLIER, Thèse 3ème Cycle, Université de Lyon (1971).
- 10) P. BEREĞI, N.S. ZELINSKAJA, V.N. NEUDATCHIN, Yu.F. SMIRNOV, Nucl. Phys. 66 (1965) 513.
- 11) P. GAILLARD, M. CHEVALLIER, J-Y. GROSSIORD, A. GUICHARD, M. GUSAKOW et J-R. PIZZI, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 593
- 12) W. EICHELBERGER, R.D. PLIENINGER, E. VELTEN, Nucl. Phys. A 149 (1970) 441.
- 13) H.H. GUTBROD, H. YOSHIDA, R. BOCK, Nucl. Phys. A 165 (1971) 240.
- 14) L.J. DENES, W.W. DAEHNICK, R.M. DRISKO, Phys. Rev. 148 (1966) 1097
L.J. DENES, Thesis, Univ. of Pittsburg, (1965)
- 15) A. MESSIAH, Mécanique Quantique, Tome II, Dunod Ed. Paris (1964).
- 16) G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55 (1964) 1.
- 17) R.H. BASSEL, R.M. DRISKO, G.R. SATCHLER, The Distorted Wave Theory of Direct Nuclear Reactions, ORNL-3240. (1962)
- 18) A. MESSIAH, Mécanique Quantique, Tome I, Dunod Ed. Paris (1964)
- 19) H. FARAGGI, J. de Physique C2 (1970).
- 20) N. AUSTERN, Direct Nuclear Reaction Theories", Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Vol. 25, edited by R.E. Marshak, (1970).
- 21) P.E. HODGSON, The Optical Model of Elastic Scattering, Clarendon Press, Oxford (1961).
- 22) G. REBOULET, Thèse 3ème Cycle, Université de Lyon (1970)
- 23) J-Y. GROSSIORD, Thèse 3ème Cycle, Université de Lyon (1970)
- 24) M. GAILLARD, Thèse, Université de Lyon (1967)
- 25) B.M. TRAORE, Thèse Université de Paris-Sud (1972).
- 26) V.I. CHUEV, V.V. DAVIDOV, B.G. NOVATSKII, A.A. OGLOBLIN, S.B. SAKUTA and D.N. STEPANOV, Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitation, Saclay (1971).
- 27) R.M. DRISKO, G.R. SATCHLER and R.H. BASSEL, Direct Reactions I, B2 (1963).

TABLE DES MATIERES

Page

AVANT-PROPOS

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - RAPPELS THEORIQUES 3

I. Formalisme de la DWBA 3

II. Modèle optique - Facteur de forme 6

CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 9

I. Montage achromatique 9

II. Chambre à réaction 11

III. Détection, schéma électronique, acquisition 11

IV. Choix des cibles 14

V. Géométrie de l'expérience. Monitoring 16

VI. Etalonnage de l'aimant 120° 16

VII. Résultats expérimentaux 16

CHAPITRE III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 22

I. Potentiels optiques 22

II. Facteurs de forme 23

III. Influence des paramètres 25

IV. Effet d'un rayon de coupure 25

V. Localisation dans l'espace des moments 28

VI. Mélange de configurations 31

VII. Facteurs spectroscopiques 33

CONCLUSION 34

REFERENCES 36

